

1921.

No. 18.

JAN - 4 1921  
UNIV. OF WISCONSIN

# ANNALEN DER PHYSIK.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREIN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF, G. U. F. WIEDEMANN, P. DRUDE.

VIERTE FOLGE.

Band 66. Heft 2.

DER GANZEN REIHE 371. BANDES 2. HEFT.

KURATORIUM:

M. PLANCK, G. QUINCKE,  
W. C. RÖNTGEN, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK.



LEIPZIG.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIIUS BARTH.

DÖRRIENSTRASSE 16.

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Im Jahre 1921 erscheinen Bd. 64, 65 und 66 à 8 Hefte. Preis von Bd. 66 M. 60.—.

Nach dem Ausland mit Valuta-Aufschlag.

Ausgegeben am 22. November 1921.

# Inhalt.

	Seite
1. Albert Wigand: Die elektrische Leitfähigkeit in der freien Atmosphäre, nach Messungen bei Hochfahrten im Freiballon .	81
2. B. Wwedensky: Über die magnetische Viskosität in sehr dünnen Eisendrähten und ihre Abhängigkeit von der Magnetisierung und der Temperatur . . . . .	110
3. W. Arkadiew: Erklärungen zu der Arbeit von R. Gaus „Die Permeabilität des Nickels für kurze Hertz'sche Wellen und die Messungen von Arkadiew“ . . . . .	130
4. Benno Kurze: Einiges zur Theorie der Elektrizitätsleitung in Flammgasen. (Gekürzte Leipziger Dissertation.) . . . . .	138
5. Richard Gans: Magnetisierung durch Rotation. Bemerkung zur Antikritik von Karl F. Herzfeld. . . . .	155

Die Redaktion der Annalen wird von den umseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr Geh. Hofrat Prof. W. Wien übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: **München, Leopoldstraße 91.**

Es wird gebeten, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Für die Aufnahme von Dissertationen gelten besondere Bedingungen, welche vom Verlag bekannt gegeben werden.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Anderweitiger **Abdruck** der für die Annalen bestimmten **Abhandlungen** oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

**Zitate** sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.







## ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 66.

1. *Die elektrische Leitfähigkeit  
in der freien Atmosphäre, nach Messungen bei  
Hochfahrten im Freiballon;  
von Albert Wigand.*

Inhalt: 1. Arbeitsplan. — 2. Meßverfahren. — 3. Ergebnisse der Messungen. — 4. Diskussion der Ergebnisse; a) allgemeiner vertikaler Verlauf der Leitfähigkeit, b) Unipolarität, c) Schwankungen. — 5. Zusammenfassung.

## 1. Arbeitsplan.

Die noch ungelösten Hauptprobleme der luftelektrischen Forschung, nämlich die Bildung und Aufrechterhaltung des *elektrostatischen Erdfeldes* sowie die Entstehung der *Gewitterelektrizität*, haben erst dann Aussicht auf eine befriedigende Behandlung, wenn man mehr Beobachtungsmaterial als bisher für die luftelektrischen Elemente aus der freien Atmosphäre, besonders aus den höheren Schichten der Troposphäre haben wird und durch Vervollkommenung der bisherigen Versuchsmethodik für größere Zuverlässigkeit der Messungen gesorgt hat. Es scheint mir, daß das Fehlen sicherer Beobachtungsdaten der Grund ist für die Vielgestaltigkeit und so geringe Überzeugungskraft der Hypothesen, die zum Verständnis der genannten Probleme aufgestellt worden sind.

Den Plan der Halleschen luftelektrischen Untersuchungen bei Luftfahrten habe ich so angelegt, daß zunächst bei einer *ersten Reihe* (1913) von 4 Hochfahrten im Freiballon der vertikale Verlauf der *Leitfähigkeit* für positive und negative Ionen in Abhängigkeit von den meteorologischen Faktoren, ferner gleichzeitig das *Spannungsgefälle* und damit der *vertikale Leitungsstrom* bis zu den größten Höhen (9 km), die mit dem in Deutschland verfügbaren Ballonmaterial erreicht werden konnten, gemessen wurde. Über diese Arbeiten wird in der vorliegenden und einer folgenden, gemeinsam mit Hrn. Ever-

ling verfaßten Abhandlung berichtet; vorläufige kurze Mitteilungen darüber sind bereits Anfang 1914 erschienen.<sup>1)</sup>

Für eine *zweite Reihe* von Freiballonfahrten bestand die luftelektrische Aufgabe in gleichzeitigen Messungen von *Leitfähigkeit* und *Ionengehalt* zum Zwecke des Studiums der Anzahl und Beweglichkeit der positiven und negativen Ionen, besonders in den unteren und mittleren Schichten der Troposphäre. Diese Fahrten wurden 1914 begonnen und nach dem Kriege fortgesetzt, wobei das Fehlen größerer Ballone die Ausführung von Hochfahrten unmöglich machte. Über diese Untersuchungen werde ich in einer anschließenden Abhandlung gemeinsam mit Hrn. Koppe berichten; eine vorläufige Mitteilung darüber machte ich bei der Nauheimer Naturforscherversammlung 1920.<sup>2)</sup>

Bei einer *dritten*, nach dem Kriege in Halle begonnenen Reihe luftelektrischer Luftfahrten wird das *Flugzeug* benutzt. Die hierbei verwendeten Methoden liefern nicht nur in bevorzugten Stabilitätsschichten der freien Atmosphäre gelegentliche seltene Einzelwerte, wie es bei den Freiballonfahrten nicht anders sein kann, sondern sie werden bei regelmäßigen Aufstiegen, auch mit Registrierinstrumenten, für Beobachtungen gleichmäßig in allen durchflogenen Schichten, sowie auch zur Bildung brauchbarer Mittelwerte bis zur oberen Grenze der Troposphäre geeignet sein. Die bei diesen Flügen zunächst in Angriff genommenen Messungen<sup>3)</sup> beziehen sich auf Ionengehalt, Leitfähigkeit und Spannungsgefälle; sie kommen leider durch das Darniederliegen des deutschen Flugwesens nur langsam vom Fleck.

1) A. Wigand, Verhandl. d. D. Physik. Ges. 16. S. 232. 1914 (Leitfähigkeit); Abh. d. Naturf. Ges. Halle, neue Folge Nr. 4. S. 53 1914 (Leitfähigkeit bei Fahrt 2); Fortschr. d. naturwiss. Forschung (Abderhalden) 10. 1914. Heft 6. S. 240 (Spannungsgefälle), S. 243 (Leitfähigkeit); E. Everling, Verhandl. d. D. Physik. Ges. 16. S. 240. 1914 (Spannungsgefälle); H. Bongards, Arb. d. Kgl. Pr. Aeronaut. Obs. Lindenberg i. J. 1913. Bd 9. S. 543 (Leitfähigkeit bei Fahrt 1).

2) A. Wigand, Physik. Zeitschr. 22. S. 36. 1921.

3) H. Koppe, Ill. Flugwelt 1. Heft 9. 1919; A. Wigand, Physik. Zeitschr. 22. S. 36. 1921; A. Wigand u. H. Koppe, Mitt. d. Naturf. Ges. Halle 6. S. 3. 1921.

## 2. Meßverfahren.

### a) Leitfähigkeit.

Zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit der Luft im bemannten Freiballon hat Gerdien<sup>1)</sup> einen brauchbaren Aspirationsapparat angegeben, der den Vorzug kurzer Beobachtungszeit von wenigen Minuten hat. Ein handbetriebener Ventilator saugt einen Luftstrom durch einen großen Zylinderkondensator, in dem bei „freiem Strom“ die Zerstreuung der Ladung eines mit einem Elektrometer verbundenen, zylinderförmigen Zerstreuungskörpers gemessen wird.

Wir verwendeten bei unseren Fahrten solche Apparate, in denen anstatt des früher benutzten Blattelektrometers ein Wulfsches Zweifadenelektrometer eingebaut war, dessen geringe Kapazität bei geeigneter Meßempfindlichkeit (rund 1 Skt. für 2 Volt) und mechanischer Unveränderlichkeit seine Bevorzugung bei Luftfahrten vor allen anderen ähnlichen Instrumenten rechtfertigt. Der Leitfähigkeitsapparat stand quer über einer Ecke des Ballonkorbes zwischen den Korbseilen. Bei der ersten Fahrt wurde ein dem Lindemberger Aeronautischen Observatorium gehöriger, älterer Gerdienscher Apparat benutzt, für die drei anderen Ballonfahrten überließ uns Herr Berndt einen neueren Apparat, bei dem eine auf dem ganzen Querschnitt des Zylinderkondensators gleichmäßige Luftgeschwindigkeit durch Verwendung einer passend gebogenen, achtfügeligen Luftschaube auch ohne Anbringung des ursprünglich vorgesehen Querdrahtnetzes erzeugt wurde; wie Swann<sup>2)</sup> gezeigt hat, ist übrigens Gleichmäßigkeit der Geschwindigkeit auf dem ganzen Querschnitt nicht erforderlich, wenn nur die Geschwindigkeit eine hinreichende Größe hat.

Beobachtet man den Spannungsabfall von  $V_1$  auf  $V_2$  Volt in  $t$  Sekunden, so wird nach der auf den Gerdienschen Apparat angewandten Rieckeschen Theorie der Elektrizitätszerstreuung in bewegter Luft die polare Leitfähigkeit  $\lambda_p$  (für negative oder positive Ionen bei positiver oder negativer Aufladung des Elektrometers) unter der Voraussetzung freien Stromes nach der folgenden Formel berechnet:

1) H. Gerdien, Gött. Nachr. 1905. S. 240, 258 und 447; Physik. Zeitschr. 6. S. 800. 1905.

2) W. F. G. Swann, Terr. Magn. 19. S. 81. 1914.

$$\lambda_p = \frac{1}{t} \cdot \frac{C}{4\pi C_1} \cdot \ln \frac{V_1}{V_2}.$$

Der Index  $p$  bedeutet positiv oder negativ je nach dem Vorzeichen der Ionenladung.  $C$  ist die Gesamtkapazität von Elektrometer plus Kondensator,  $C_1$  die Kapazität des Kondensators allein ohne Elektrometer.

Die Voraussetzung freien Stromes trifft zu, wenn für die Luftgeschwindigkeit  $G$  die Bedingung erfüllt ist:

$$G > \frac{4vV C_1}{R^2 - r^2};$$

$v$  ist der Höchstwert der vom Luftdruck abhängigen Ionenbeweglichkeit,  $V$  der Höchstwert des Potentials des Zerstreuungszylinders,  $R$  und  $r$  die Halbmesser des äußeren und inneren Zylinders. Man darf daher bei den Messungen, wenn man einen bestimmten Höchstwert des Potentials  $V$  einhält, einen gewissen Grenzwert der Luftgeschwindigkeit  $G$  nicht unterschreiten.

Zur Erprobung der in dieser Hinsicht richtigen Bedingungen wurde in einem geschlossenen Raume mit gleichmäßiger Ionisation eine Reihe von Versuchen mit Variierung der Aspiration angestellt. Geht man bei derselben Anfangsspannung allmählich von kleinen zu größeren Luftgeschwindigkeiten  $G$  über, so nehmen die Zerstreuungswerte anfangs zu, da bei zu kleinem  $G$  der Apparat mit gesättigtem oder halbgesättigtem Strome arbeitet und um so mehr Ladung zerstreut, je größer die vorbeigeführte Luftmenge und damit die Anzahl der Ionen ist. Von einem gewissen  $G$ -Werte an bleiben aber dann die Zerstreuungswerte bei weiterer Steigerung von  $G$  konstant. Dieses Konstantbleiben ist zugleich ein Beweis dafür, daß eine etwaige ungleichmäßige Verteilung des Luftstroms im Kondensator auf die Zerstreuungswerte keinen Einfluß hat.

Die bei einer Aufladung auf 126 Volt angestellten Versuche ergaben, wie die Tabelle 1 zeigt, daß eine halbe Umdrehung der Handkurbel des Aspirators in der Sekunde zur Erzielung von freiem Strom bei der Zerstreuung noch nicht genügte. Von 1 bis 4 Umdrehungen pro Sekunde blieb die Zerstreuung konstant, herrschte also freier Strom.

Tabelle 1.

Umdrehungszahl pro Sek.	Zerstreuung (relative Werte, im Mittel)	Anzahl der Versuche
$\frac{1}{2}$	7,6	9
1	10,2	7
2	10,3	6
4	10,2	1

Für die Messungen im Ballon wurde bei höchstens 165 Volt Anfangsspannung in den unteren Luftschichten wie am Erdboden mit 1 bis 2 Umdrehungen pro Sekunde gearbeitet. In größeren Höhen steigerten wir bei der gleichen Höchstspannung die Tourenzahl bis auf 4 Umdrehungen der Handkurbel pro Sekunde in 9 km Höhe bei etwa  $\frac{1}{3}$  Atm. Luftdruck. Nur bei der dritten Fahrt kamen einige Ausnahmen hiervon vor, worauf im dritten Abschnitt zurückzukommen ist. Diese Ventilationsstärke wird zur Aufrechterhaltung von freiem Strom ausreichen, wenn man nach dem Ergebnis von Laboratoriumsversuchen (besonders Langevins) annimmt, daß sich die Ionenbeweglichkeit angenähert umgekehrt proportional dem Luftdruck ändert. Auch die Zunahme der auf Normaldruck reduzierten Beweglichkeit mit der Höhe, wie sie von Gerdien<sup>1)</sup> beobachtet und auch von mir gemeinsam mit Hrn. Koppe bei Ballonfahrten bestätigt wurde<sup>2)</sup>, findet bei der eingehaltenen Ventilationsstärke noch hinreichend Berücksichtigung.

Die Konstanten des bei den Fahrten 2 bis 4 benutzten Apparates waren folgende:

$R = 8,0$  cm Halbmesser des äußeren Zylinders,

$r = 0,72$  cm Halbmesser des inneren Zylinders,

$L = 56,0$  cm Länge des äußeren Zylinders,

$l = 24,0$  cm Länge des inneren Zylinders,

$C = 13,83$  cm Kapazität von Elektrometer plus Kondensator, gemessen mit einem Normalkondensator nach Harms.

Die Kapazität  $C_1$  des Kondensators allein (ohne Elektrometer) wurde bisher meist berechnet nach der Formel:

$$C_1 = \frac{l}{2 \ln \frac{R}{r}}.$$

1) H. Gerdien, Gött. Nachr. 1903. S. 383; 1904. S. 277; Physik. Zeitschr. 4. S. 632. 1903.

2) A. Wigand, Physik. Zeitschr. 22. S. 36. 1921

Die Verwendung des so berechneten  $C_1$ -Wertes zur Berechnung von  $\lambda$  hält aber einer näheren Kritik nicht stand.<sup>1)</sup> Die Leitfähigkeit fällt nach dieser Berechnung zu groß aus, weil die Feldverteilung im Inneren des Kondensators von der für die einfache Formel theoretisch angenommenen im Sinne einer Vergrößerung von  $C_1$  merklich abweicht. Es ist nämlich angenommen, daß der durch den äußeren Zylinder zum Elektrometer führende dünne Halter des Zerstreuungskörpers keinen Einfluß habe und die Länge  $l$  dieses Zerstreuungskörpers groß sei gegen seinen Halbmesser  $r$ . Die Nichterfüllung jeder dieser beiden Annahmen muß die Kapazität vergrößern. Die Annahmen treffen so wenig zu, daß die wahre Kapazität  $C_1$ , wenn man sie mit einem Harmsschen Normalkondensator direkt mißt, 39,7 Proz. größer ist als die berechnete; die wirklichen  $\lambda$ -Werte werden dadurch um 28,4 Proz. kleiner. Zur Bestimmung der Größe dieser Korrektur habe ich eine Anzahl Messungen mit einem analog gebauten Kondensator, den wir bei unseren späteren Ballonfahrten benutzten, ausgeführt.

Demgemäß ist an Stelle des früheren, berechneten Wertes  $C_1 = 4,98$  der korrigierte wirkliche Wert  $C_1 = 6,955$  zu setzen; und die Apparatkonstante wird:

$$\frac{C}{4\pi C_1} = 0,158$$

(anstatt 0,221 nach der früheren  $C_1$ -Berechnung). In den vorläufigen Mitteilungen<sup>2)</sup> war diese Korrektur noch nicht angebracht worden.

Die *Isolation* des Elektrometers für sich wurde häufig kontrolliert; sie war meist praktisch vollkommen. Der Ladungsverlust in dem beiderseitig durch Blechdeckel abgeschlossenen Kondensator ohne Ventilation wurde am Boden und im Ballon gemessen und von der beim eigentlichen Versuche mit Ventilation beobachteten Zerstreuung in Abzug gebracht; bei den Zahlenwerten der vorläufigen Mitteilungen<sup>2)</sup> war das nicht durchweg geschehen. Dieser nur geringfügige Ladungsverlust

1) H. Gerdien, Gött. Nachr. 1905, S. 249; K. Hoffmann, Diss. München, Techn. Hochsch. 1911. S. 62—63; W. F. G. Swann, Terr. Magn. 19. S. 86—87 und 175. 1914.

2) A. Wigand, Verhandl. d. D. Physik. Ges. 16. S. 232. 1914; Physik. Zeitschr. 22. S. 36. 1921.

enthält drei Bestandteile: den Fehler der Elektrometerisolation, den Sättigungsstrom zwischen dem Stiel des Zerstreuungskörpers und dem Elektrometerhals sowie der engen Durchführung des äußeren Kondensatorrohres, schließlich den Strom im Kondensator infolge der während des Versuchs auftretenden Neubildung von Ionen, die aber nach den Voraussetzungen der Methode vernachlässigt werden soll.

Die Kurzsche Korrektur wegen der Erhöhung der Zerstreuungswerte durch radioaktiven Beschlag im Kondensator habe ich nicht angebracht, da ihre Größe für die verschiedenen Höhen über dem Boden noch unbekannt ist. Während dieser Fehler oberhalb der Bodendunstschicht in 2 km Höhe wahrscheinlich schon sehr gering wird, kann er am Boden die Leitfähigkeit um mehrere Prozente zu groß erscheinen lassen.

#### b) Elektrostatische Ausgleichung des Ballons.

Die Bewegung der im Ballonkorb zur Messung gelangenden Ionen kann je nach dem Vorzeichen der Ionenladung ungleich beeinflusst werden durch eine merkliche *Eigenladung* des Ballons und durch die *Gestaltung des elektrostatischen Erdfeldes* in seiner Umgebung. An der Meßstelle im Korb sollte das Feld möglichst klein sein, damit dort nicht eine Anreicherung mit Ionen des einen Vorzeichens und eine Verarmung an Ionen des anderen Vorzeichens eintritt, also die *Unipolarität* gefälscht erscheint.

Zur störungsfreien Messung der Leitfähigkeit, wie auch der Ionisation und des Potentialgefälles müssen daher etwaige *Eigenladungen* des Ballons schnell ausgeglichen werden. Eine etwa durch Ballastabgabe entstandene Eigenladung verliert sich zwar, wenn der Ballon in einer Gleichgewichtslage fährt, nach kurzer Zeit von selbst infolge der natürlichen Zerstreuung an der Ballonoberfläche. Es ist aber zweckmäßig, diesen Vorgang zur besseren Ausnutzung der Zeit durch Anbringung eines *Ausgleichers* zu beschleunigen. Wir benutzten dazu bei der 1., 3. und 4. Fahrt außen am Korbrande hängende, aus einer engen Düse nahe unterhalb des Korbbodens schnell tropfende Gummisäcke mit Kochsalz- oder Calciumchloridlösung, deren Gefrierpunkt für eine Lösung mit 42% krystallisiertem Calciumchlorid bei etwa  $-55^{\circ}$  liegt. Der Referenzpunkt des

Ausgleichers lag 25 cm unter einer Korbbodenecke. Die gleichzeitige Beobachtung des Spannungsgefälles, wie sie von Herrn Everling ausgeführt wurde, gestattete eine Kontrolle der Ausgleichung des Ballons. Bei der zweiten Fahrt wurde zur Vereinfachung der Arbeiten auf die Mitführung eines Ausgleichers verzichtet. Die bei dieser Fahrt beobachteten Werte der Leitfähigkeit dürften jedoch trotzdem brauchbar sein, da sie in meist länger eingehaltenen Gleichgewichtslagen des Ballons gewonnen wurden.

Um nicht nur den Korb, sondern den ganzen Ballon auszugleichen und diesen auch bei trockenem Wetter zu einem einheitlichen Leiter mit *eindeutig definierter Gestaltung des elektrostatischen Feldes* um ihn herum zu machen, wurden Ballonkugel, Takelung und Korb mit zahlreichen dünnen Drähten überzogen. Der Tropfausgleicher am Korb bewirkt, wenn er genügend kräftig ist, daß in seiner nächsten Umgebung das Feld gleich Null ist, da durch ihn diejenige Äquipotentialfläche auf den Ballon übergeht, deren Potential der Ballon infolge der Wirkung des Ausgleichers annimmt.

Hr. Wilhelm Müller<sup>1)</sup> hat auf meine Veranlassung im künstlichen elektrostatischen Felde an Ballonmodellen im Laboratorium die Feldverteilung um einen auf diese Weise ausgeglichenen Ballon ausgemessen und seine Ergebnisse bei einer Ballonfahrt nachgeprüft. Für die Leitfähigkeitsmessungen bei unseren Ballonfahrten (ebenso wie für die späteren Ionisationsmessungen) ergibt sich daraus folgendes:

Überläßt man den Ballon, ohne Verwendung eines Ausgleichers, der *Ausgleichung durch natürliche Zerstreung*, so tritt die Niveaufläche des vom Ballon angenommenen Potentials unterhalb des Äquators in die Ballonkugel ein, entsprechend der geometrischen Form des ganzen Ballongebildes (Müller, Fig. 10). Oben dicht über dem Ventil und nahe unter dem Korbboden sind die Äquipotentialflächen stark zusammengedrängt, so daß dort das Feld auf ein Mehrfaches des ungestörten Wertes verstärkt ist. Am oberen Korbrande, wo der Leitfähigkeitsapparat steht, ist die Feldstärke zwischen den Korbleinen verschwindend klein und wird seitlich hinaus, bis

1) W. Müller, Diss. Halle 1920; Ann. d. Physik 63. S. 585. 1920.



1 m Entfernung gemessen, höchstens etwa doppelt so groß wie in gleicher Höhe weit entfernt vom Ballon, wo die Störung verschwindet. Der Korb hat dabei ein höheres Potential als seine Umgebung.

Fügt man zu der natürlichen Ausgleichung eine künstliche hinzu durch Anbringung eines Tropfausgleichers am Korbboden, so rückt die Eintrittsstelle der Äquipotentialfläche des Ballons um so mehr nach unten, je kräftiger der Korbausgleicher wirkt (Müller, Fig. 11, 12, 17), bis im Grenzfalle, wenn die natürliche Ausgleichung gegen die sehr starke Wirkung des Korbausgleichers verschwindend klein ist, der Referenzpunkt des Ausgleichers unterhalb des Korbbodens zur Eintrittsstelle der Ballonäquipotentialfläche wird (Müller, Fig. 13, 15). In diesem Falle herrscht beim Leitfähigkeitsapparat oben am Korbrande auch nahe außerhalb der Korbleinen eine äußerst geringe Feldstärke, auf 4 m seitlich hinaus gemessen weniger als  $\frac{1}{5}$  des ungestörten Feldes. Der Korb hat in diesem Falle niedrigeres Potential als die Luft horizontal um ihn herum. Zur Messung der polaren Werte von Leitfähigkeit und Ionengehalt in möglichster Ungestörtheit ist also eine möglichst kräftige Ausgleichung des Korbes zweckmäßig.

Bei unseren Ballonfahrten war, wie Hrn. Müllers Nachprüfung ergeben hat, die Wirkung des Korbausgleichers nicht kräftig genug, um die Ausgleichung durch natürliche Zerstreuung stark zu überwiegen, so daß die Feldgestaltung einem mittleren Zustand zwischen den beiden Grenzfällen entsprach, und zwar näher an dem Grenzfall überwiegender natürlicher Ausgleichung, besonders in den höheren Luftschichten mit ihrer durch größere Leitfähigkeit bewirkten stärkeren Zerstreuung. Die Feldgestaltung wird durch Fig. 17 der Müllerschen Arbeit nahezu richtig wiedergegeben; zu größerer Klarheit habe ich die dieser Figur zugrunde liegenden Messungen nochmals etwas deutlicher hier in Fig. 1 dargestellt. Das für die Beurteilung unserer Leitfähigkeitsmessungen in Betracht kommende Feld seitlich vom Korbrande war demnach in der nächsten Umgebung des Apparates verschwindend klein und bis auf 1 m seitlich hinaus nur wenig größer als das ungestörte Feld, im ungünstigsten Falle höchstens doppelt so groß. Und das Vorzeichen des vom Korbrande zur Luft daneben herrschenden

Potentialgefälles war, da die Äquipotentialfläche des Ballons oberhalb des Korbes in die Auslaufleinen des Ballonnetzes ein-

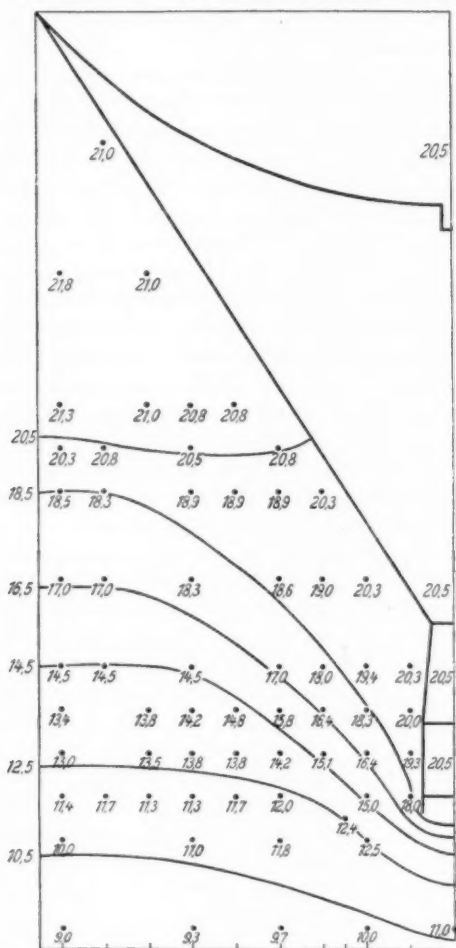


Fig. 1. Ballonmodell, durch Tropfausgleicher unter Korbboden teilweise ausgeglichen; Maßstab:  $\frac{2}{3}$  des Modells,  $\frac{2}{3} \times 1/65,2$  des Ballons „Düsseldorf II“ (2200 m<sup>3</sup>). Potentialgefälle ungestört 1,43 Volt/cm. Spannungsmessungen auf 0,5 Volt genau.

trat, dasselbe wie im ungestörten Erdfelde von oben nach unten, d. h. der Korb hatte positive Influenzladung. Infolgedessen mußte in der Umgebung des Korbes eine Anreicherung an negativen und eine Verarmung an positiven Ionen eintreten, wodurch  $\lambda_-$  zu groß und  $\lambda_+$  zu klein erscheint.

Die Berechnung der Größe dieser Störung ist, wie schon von Ebert und Lutz<sup>1)</sup> gezeigt wurde, äußerst kompliziert und läßt sich exakt nicht durchführen. Auf Grund der vorstehend angegebenen Größe der Feldstörung in der Umgebung des Korbes und des bis 9 km Höhe bekannten ungestörten Potentialgefälles in der freien Atmosphäre<sup>2)</sup>, ferner mit Benutzung der bis 6 km Höhe angenähert bekannten Ionenbeweglichkeiten<sup>3)</sup> sowie des mit der Luftreinheit veränderlichen Koeffizienten der Wiedervereinigung<sup>4)</sup> schätze ich nach einer Überschlagsrechnung, daß der negative Ionengehalt *der den Balkonkorb auf einige Meter Entfernung umgebenden Luft* unter den vorliegenden Bedingungen der Ausgleichung stellenweise auf ein Mehrfaches des ungestörten Wertes vergrößert werden kann; und der positive Ionengehalt dieser Luft ist dementsprechend an ungünstigen Stellen auf einen Bruchteil des ungestörten zu schätzen. Nur wenn der Korbausgleicher so stark wirkt, daß er außer etwaigen Eigenladungen auch die positive Influenzladung des Korbes wegschafft, die als Wirkung des durch natürliche Zerstreung ausgeglichenen Ballons im Erdfelde auftritt, ist das Feld in der Umgebung des Korbes so gering, daß dort die polaren Werte des Ionengehaltes und der Leitfähigkeit nicht wesentlich gestört werden. In allen anderen Fällen hat man mit einer gestörten Unipolarität in der den Korb umgebenden Luft zu rechnen. Zur Kontrolle des Ausgleichungszustandes kann man die dauernde Beobachtung des Spannungsgefälles in der Nähe des Korbes mit *einem* Meßkollektor (Methode von Everling) benutzen.

Erheblich günstiger liegt die Sache für den *Lufttraum*,

1) H. Ebert und C. W. Lutz, Beitr. z. Physik d. fr. Atm. 2. S. 201—204. 1906/08.

2) E. Everling, a. a. O.; W. Müller, a. a. O. S. 618.

3) H. Gerdien, Gött. Nachr. 1903. S. 383; 1904. S. 277; A. Wigand, Physik. Ztschr. 22. S. 36. 1921.

4) E. v. Schweidler, Wien. Ber. (IIa) 127. 7. Heft. 1918.

der durch den Korb und die Leinen eingeschlossen und so dem Einflusse des Feldes entzogen ist, und auch noch für die Luft ganz nahe außerhalb dieses Raumes (vgl. die Zahlenwerte in Fig. 1). Die vom Aspirationsapparat, der auf dem Korbrande zwischen den Korbleinen aufgestellt ist, entnommene Luft wird in nur geringfügigem Maße durch Diffusion an der Störung der Ionenverteilung in der Umgebung des Korbes teilnehmen, falls nicht bei einer Bewegung des Ballons relativ zur umgebenden Luft ein Luftwechsel im Korbe eintritt, was in den zu den Beobachtungen verwendeten Gleichgewichtslagen selten der Fall ist. Auch die außerhalb des Korbes in Korbhöhe vom Ballonnetz frei herabhängenden Instrumente (Aspirationspsychrometer und Meteorograph) wirkten schwächend auf das Feld in Korbnähe und daher günstig im Sinne der Vermeidung polarer Störungen.

Das Ergebnis unserer Messungen der Leitfähigkeit im Ballon bestätigt durchaus diese Überlegung: Der Quotient  $\lambda_+/\lambda_-$  wurde in Übereinstimmung mit den Ergebnissen zahlreicher anderer Beobachter meist nicht sehr von 1 verschieden gefunden, fast ebensooft größer als 1 wie kleiner als 1. Ein systematischer Einfluß im Sinne einer Vergrößerung von  $\lambda_-$  und Verkleinerung von  $\lambda_+$  ist nicht zu erkennen. Dasselbe ist bei unseren späteren Ballonmessungen der polaren Werte von Leitfähigkeit und Ionengehalt der Fall.

Demnach sind unsere polaren  $\lambda$ -Werte im allgemeinen als ziemlich ungestört durch das Feld in der Umgebung des Korbes anzusehen, wenn auch vielleicht in einzelnen Fällen infolge einer Luftbewegung im Korbe durch Heranführung von Luft aus der Umgebung des Korbes ein einzelner polarer  $\lambda$ -Wert zu groß für negative Ionenladung oder zu klein für positive Ionenladung ausgefallen sein mag. Ist auch der quantitative Wert dieser Unipolaritätsbestimmungen nicht sehr hoch einzuschätzen, so dürfte doch der Unterschied der polaren  $\lambda$ -Werte, wenn er nicht gerade sehr klein ist, immerhin wenigstens qualitativ den Vorzeichen nach richtig festgestellt sein.

Wesentlich weniger empfindlich gegen den Feldeinfluß und daher erheblich weniger gestört als die polaren Werte der Leitfähigkeit und des Ionengehaltes ist die Gesamtleitfähigkeit ( $\lambda_+ + \lambda_-$ ) und der Gesamtionengehalt. Man bildet diese Größen

aus den möglichst gleichzeitig und in derselben Höhe gemessenen polaren Werten durch Addition.

c) Meteorologische Beobachtungen.

Neben den luftelektrischen Beobachtungen wurde bei den Ballonfahrten auf eine vollständige Charakterisierung des meteorologischen Zustandes der Atmosphäre Wert gelegt, besonders hinsichtlich der *Schichtung*. Dazu dienten Messungen von Luftdruck, Lufttemperatur, Luftfeuchtigkeit und Wind, sowie Augenbeobachtungen von Wolken, Dunst und Sonnenschein.

Die Luftdruckmessung geschah bei den Fahrten 2, 3 und 4 mit einem Ballon-Quecksilberbarometer, bei der Fahrt 1 mit einem geprüften und korrigierten Aneroid; außerdem führten wir bei allen Fahrten einen Barographen mit. Zur Temperatur- und Feuchtigkeitsmessung wurden Assmannsche Aspirationspsychrometer verwendet. Bei Temperaturen unter  $-30^{\circ}$  in größeren Höhen reicht die empirische Psychrometerformel quantitativ nicht mehr aus, gibt aber doch immerhin noch ein angenähertes Maß der Luftfeuchtigkeit. Ein gelegentlich mitgenommener Meteorograph gab wegen mangelhafter Ventilation keine brauchbaren Aufzeichnungen. Die Windgeschwindigkeit und Richtung ließ sich durch Feststellung der Fußpunkte des Ballons im Gelände ermitteln.

3. Ergebnisse der Messungen.

In den Tabellen 2—5 sind die bei den vier Ballonfahrten beobachteten, in elektrostatischen CGS-Einheiten ausgedrückten Leitfähigkeitswerte  $\lambda_+$  und  $\lambda_-$  sowie die Gesamtleitfähigkeit  $\lambda = \lambda_+ + \lambda_-$  und die Unipolarität  $q = \lambda_+/\lambda_-$  zusammen mit den zugehörigen, für die Dauer der betreffenden Versuche gebildeten mittleren Werten für die Seehöhe aufgeführt. Zum Vergleich können die mitangegebenen gleichzeitigen Leitfähigkeitsmessungen vom Meteorologischen Observatorium in Potsdam dienen.

Die Fahrtberichte mit den meteorologischen Beobachtungen werden in der anschließenden Abhandlung über das Spannungsgefälle und den vertikalen Leitungsstrom mitgeteilt. Die Figg. 2—5 zeigen in einheitlichem Maßstabe die Höhenverteilung und Zusammengehörigkeit der meteorologischen

Tabelle 2.

Fahrt 1, Leitfähigkeit (Fig. 2). Beobachter Bongards. 12. Juli 1913.

Zeit h m	Seehöhe m	$\lambda_+ \cdot 10^4$	$\lambda_- \cdot 10^4$	$(\lambda_+ + \lambda_-) \cdot 10^4$	$\lambda_+ / \lambda_-$	Bemerkungen
7 <sup>a</sup> 41	85		0,325			<i>Bitterfeld</i>
8 6	85	0,335		0,660	1,03	
	85					
8 54	470		0,130			<i>Ballon;</i>
9 6	490	0,076		0,206	0,58	<i>im Dunst</i>
	480					
10 30	2060		0,709			<i>Ballon;</i>
	36 2200	0,801		1,510	1,13	<i>Eiskristalle,</i>
	2130					<i>Schneeflocken</i>
11 13	3020		2,52			<i>Ballon;</i>
	16 3100	3,08		5,60	1,22	<i>Schneetreiben</i>
	3060					
11 32	3310		0,367			<i>Ballon;</i>
	39 3350	1,496		1,863	4,08	<i>im AStr</i>
	3330					
12 <sup>p</sup> 16	4600		0,925			<i>Ballon;</i>
	22 4800	0,844		1,769	0,91	<i>im AStr</i>
	4700					
12 33	5020		6,80			<i>Ballon;</i>
	37 5100	4,76				<i>über dem AStr</i>
	51 5200		7,36			
1 4	5400	4,44				
	5250	4,60				
	5110		7,08			
	5180			11,68	0,65	Mittel
1 25	4500		1,97			<i>Ballon;</i>
	30 4300	2,59				<i>im AStr</i>
	4400			4,56	1,31	
8—10 <sup>a</sup>	85	0,70	0,54			<i>Potsdam</i>
10—12	85	0,63	0,55			
12—2 <sup>p</sup>	85	0,64	0,58			
	85	0,66	0,56	1,22	1,18	Mittel

Elemente und der Leitfähigkeit in der üblichen Darstellungsart der Zustandskurven. Bei ihrer Entwerfung wurden die aerologischen Ergebnisse gleichzeitiger Fesselaufstiege des Lindenbergers Observatoriums zum Vergleich herangezogen. Durch Wolken oder sonstwie gestörte Werte sind in diesen Diagrammen nicht mit den ausgezogenen Kurven verbunden. Die beim Abstieg beobachteten Werte sind eingekreist und durch gestrichelte Kurven miteinander verbunden.

Tabelle 3.

Fahrt 2, Leitfähigkeit (Fig. 3). Beobachter Wigand. 27. Juli 1913.

Zeit h m	Seehöhe m	$\lambda_+ \cdot 10^4$	$\lambda_- \cdot 10^4$	$(\lambda_+ + \lambda_-) \cdot 10^4$	$\lambda_+ / \lambda_-$	Bemerkungen
6 <sup>a</sup> 50	85		0,206			<i>Bitterfeld</i>
55	85	0,303				
	85			0,509	1,47	
8 40	1180	0,634				<i>Ballon; im Dunst</i>
47	1140		1,027			
50	1130		0,485			
53	1170		0,412			
56	1090	0,230				
	1135	0,432				} <i>Mittel</i>
	1145		0,641			
	1140			1,073	0,67	
9 37	2210	0,431				
42	2200		1,358			<i>Ballon; im Dunst, in Cu-Höhe</i>
45	2280		1,819			
53	2190	0,160				
56	2060	0,175				
	2155	0,255				
	2240		1,589			} <i>Mittel</i>
	2190			1,844	0,16	
10 29	3660	1,49				<i>Ballon; in CuNi-Höhe</i>
33	3680		3,49			
36	3680		3,20			
40	3670	2,35				
	3660	1,92				} <i>Mittel</i>
	3680		3,35			
	3670			5,27	0,57	
11 25	5390	7,34				<i>Ballon; über CuNi- Höhe</i>
32	5490		5,78			
	5440			13,12	1,27	
8—10 <sup>a</sup>	85	0,29	0,18			<i>Potsdam</i>
10—12	85	0,25	0,16			<i>Mittel</i>
	85	0,27	0,17	0,44	1,59	

Im einzelnen ist über das Meteorologische der vier Fahrten und die wesentlichsten Ergebnisse für die Leitfähigkeit folgendes zu sagen:

*Fahrt 1. a) Wetter:* Wetterlage antizyklonal, am westlichen Rande eines Tiefs (750 mm) über Polen. Hoch (765 mm) über Frankreich und Biskayasee. Zweites Tief (760 mm) über Island. Mäßige Winde aus NW mit Rechtsdrehung nach oben. Starke Bewölkung in mehreren Schichten (Str, AStr,

Tabelle 4.

Fahrt 3, Leitfähigkeit (Fig. 4). Beobachter Lütze. 4. August 1913.

Zeit h m	Seehöhe m	$\lambda_+ \cdot 10^4$	$\lambda_- \cdot 10^4$	$(\lambda_+ + \lambda_-) \cdot 10^4$	$\lambda_+ / \lambda_-$	Bemerkungen
6 <sup>a</sup> 19	85	0,404				<i>Bitterfeld</i>
23	85	0,307				
28	85		0,249			
35	85		0,198			
	85	0,356	0,224	0,580	1,59	Mittel
8 19	2420	1,99				<i>Ballon;</i> <i>im Dunst,</i> <i>in Cu-Höhe</i>
26	2510	1,25				
34	2450		2,70			
40	2620		3,57			
	2465	1,62				} Mittel
	2535		3,14			
	2500			4,76	0,52	
9 16	4030	3,55				<i>Ballon</i>
28	4460		4,62			
	4245			8,17	0,77	
10 7	6430	5,64				<i>Ballon</i>
11	6500	5,44				
15	6430		4,80			
18	6550		9,19			
	6465	5,54				} Mittel
	6490		7,00			
	6480			12,54	0,79	
11 16	8390	9,59				<i>Ballon</i>
20	8450	6,70				
26	8450		[5,61]			
30	8420		[5,10]			
37	8180	10,71				} Mittel
	8340	9,00				
	8435		[5,36]			
	8380			[14,36]	[1,68]	
2 <sup>p</sup> 45	95	0,229				<i>Liebenwerda</i>
	90	0,293	0,224	0,517	1,31	Mittel der Bodenwerte
8—9 <sup>a</sup>	85	0,66	0,57			<i>Potsdam</i>
10—11	85	0,58	0,48			
11—12	85	0,67	0,56			
12—1 <sup>p</sup>	85	0,59	0,52			
	85	0,62	0,53	1,15	1,17	Mittel

CiStr). Bodendunstschiicht mit zwei Grenzen in 470 und 1670 m. Vier Sperrschichten der vertikalen Temperaturverteilung.



Tabelle 5.

Fahrt 4, Leitfähigkeit (Fig. 5). Beobachter Wigand. 9. September 1913.

Zeit h m	Seehöhe m	$\lambda_+ \cdot 10^4$	$\lambda_- \cdot 10^4$	$(\lambda_+ + \lambda_-) \cdot 10^4$	$\lambda_+ / \lambda_-$	Bemerkungen
6 <sup>a</sup> 23	85	0,255				<i>Bitterfeld</i>
28	85	0,285				
35	85		0,214			
40	85		0,130			
	85	0,270	0,172	0,442	1,57	
						Mittel
9 11	3490	3,42				<i>Ballon</i>
16	3470		2,77			
21	3480		2,63			
	3475		2,70			
	3480			6,12	1,27	Mittel
10 42	6125		4,09			<i>Ballon</i>
48	6240	4,85				
54	6250	4,49				
59	5980		4,68			
	6245	4,67				
	6050		4,39			Mittel
	6150			9,06	1,06	
12 <sup>p</sup> 25	8815	12,93				<i>Ballon</i>
23	8905		13,61			
33	8915		13,64			
39	8915	9,54				
1 18	8850	8,51				
25	8770		7,41			
	8865	12,93	13,64	26,57	0,95	größter Wert
	8810	8,51	7,41	15,92	1,15	kleinster Wert
	8860	10,33	11,55	21,88	0,89	Mittel
5 29	55	0,128				<i>Stargard</i>
35	55		0,092			
	55			0,220	1,39	
	70	0,199	0,132	0,331	1,51	Mittel der Bodenwerte
8—9 <sup>a</sup>	85	0,42	0,37			<i>Potsdam</i>
12—2 <sup>p</sup>	85	0,31	0,29			
4—5 <sup>p</sup>	85	0,31	0,25			
	85	0,34	0,30	0,64	1,13	Mittel

b) *Leitfähigkeit*: Vom Boden nach oben bei zunehmender Dunststärke und Kondensationskernzahl<sup>1)</sup> (von 26650 im cm<sup>3</sup> in 85 m auf 40000 in 450 m Höhe) Abnahme von  $\lambda_+$  und  $\lambda_-$

1) A. Wigand, Ann. d. Phys. 59. S. 710. 1919.

Tabelle 4.

Fahrt 3, Leitfähigkeit (Fig. 4). Beobachter Lutze. 4. August 1913.

Zeit h m	Seehöhe m	$\lambda_+ \cdot 10^4$	$\lambda_- \cdot 10^4$	$(\lambda_+ + \lambda_-) \cdot 10^4$	$\lambda_+ / \lambda_-$	Bemerkungen
6 <sup>a</sup> 19	85	0,404				<i>Bitterfeld</i>
23	85	0,307				
28	85		0,249			
35	85		0,198			
	85	0,356	0,224	0,580	1,59	
8 19	2420	1,99				<i>Ballon;</i> <i>im Dunst,</i> <i>in Cu-Höhe</i>
26	2510	1,25				
34	2450		2,70			
40	2620		3,57			
	2465	1,62				
	2535		3,14			} <i>Mittel</i>
	2500			4,76	0,52	
9 16	4030	3,55				<i>Ballon</i>
28	4460		4,62			
	4245			8,17	0,77	
10 7	6480	5,64				<i>Ballon</i>
11	6500	5,44				
15	6430		4,80			
18	6550		9,19			
	6465	5,54				
	6490		7,00			} <i>Mittel</i>
	6480			12,54	0,79	
11 16	8390	9,59				<i>Ballon</i>
20	8450	6,70				
26	8450		[5,61]			
30	8420		[5,10]			
37	8180	10,71				
	8340	9,00				} <i>Mittel</i>
	8435		[5,36]			
	8380			[14,36]	[1,68]	
2 <sup>p</sup> 45	95	0,229				<i>Liebenwerda</i>
	90	0,293	0,224	0,517	1,31	<i>Mittel der</i> <i>Bodenwerte</i>
8—9 <sup>a</sup>	85	0,66	0,57			<i>Potsdam</i>
10—11	85	0,58	0,48			
11—12	85	0,67	0,56			
12—1 <sup>p</sup>	85	0,59	0,52			
	85	0,62	0,53	1,15	1,17	<i>Mittel</i>

CiStr). Bodendunstschicht mit zwei Grenzen in 470 und 1670 m. Vier Sperrschichten der vertikalen Temperaturverteilung.

Tabelle 5.

Fahrt 4, Leitfähigkeit (Fig. 5). Beobachter Wigand. 9. September 1913.

Zeit h m	Seehöhe m	$\lambda_+ \cdot 10^4$	$\lambda_- \cdot 10^4$	$(\lambda_+ + \lambda_-) \cdot 10^4$	$\lambda_+ / \lambda_-$	Bemerkungen
6 <sup>a</sup> 23	85	0,255				<i>Bitterfeld</i>
28	85	0,285				
35	85		0,214			
40	85		0,180			
	85	0,270	0,172	0,442	1,57	
9 11	3490	3,42				<i>Ballon</i>
16	3470		2,77			
21	3480		2,63			} Mittel
	3475		2,70			
	3480			6,12	1,27	
10 42	6125		4,09			
48	6240	4,85				} Mittel
54	6250	4,49				
59	5980		4,68			
	6245	4,67				
	6050		4,39			
	6150			9,06	1,06	<i>Ballon</i>
12 <sup>p</sup> 25	8815	12,93				
23	8905		13,61			
33	8915		13,64			
39	8915	9,54				
1 18	8850	8,51				größter Wert kleinster Wert Mittel
25	8770		7,41			
	8865	12,93	13,64	26,57	0,95	
	8810	8,51	7,41	15,92	1,15	
	8860	10,33	11,55	21,88	0,89	
5 29	55	0,128				<i>Stargard</i>
35	55		0,092			
	55			0,220	1,39	
	70	0,199	0,132	0,331	1,51	
8—9 <sup>a</sup>	85	0,42	0,37			<i>Potsdam</i>
12—2 <sup>p</sup>	85	0,31	0,29			
4—5 <sup>p</sup>	85	0,31	0,25			
	85	0,34	0,30	0,64	1,13	Mittel

b) *Leitfähigkeit*: Vom Boden nach oben bei zunehmender Dunststärke und Kondensationskernzahl<sup>1)</sup> (von 26650 im cm<sup>3</sup> in 85 m auf 40000 in 450 m Höhe) Abnahme von  $\lambda_+$  und  $\lambda_-$

1) A. Wigand, Ann. d. Phys. 59. S. 710. 1919.

mit Umkehrung der Polarität, so daß oben im Dunst  $\lambda_-$  überwiegt. Darüber gleichmäßige, für  $\lambda_-$  beschleunigte Zunahme der Leitfähigkeit mit der Höhe (normaler Verlauf) bis 5400 m. Zwischen der Bodendunstschicht und dem AStr überwiegt  $\lambda_+$ , über dem AStr überwiegt  $\lambda_-$ . Durch AStr gestörte Werte sind sämtlich kleiner als normal, bei wechselndem Überwiegen von  $\lambda_+$  und  $\lambda_-$ .

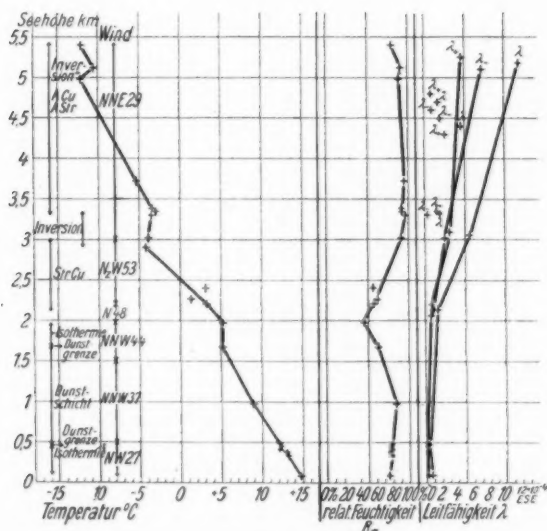


Fig. 2 Fahrt 1.

**Fahrt 2. a) Wetter:** Wetterlage antizyklonal. Hoch (770) über West- und Mitteleuropa. Tief (760) über Nordrußland und Polen mit Randwirbel- und Gewitterbildung auf seiner Westseite. Schwache Winde aus NE, starke aufsteigende Bewegung. Kräftige Bildung von Cu und CuNi bis 6000 m. Mehrere Dunstschichten bis hoch hinauf mit deutlichen Grenzen in 580, 1185 und 2830 m. Temperaturschichtung instabil. Außer der Bodeninversion, die infolge starker Erwärmung der unteren Schichten mittags verschwand, keine Sperrschichten.

b) *Leitfähigkeit*: Gleichmäßige, beschleunigte Zunahme der Leitfähigkeit mit der Höhe bei zugleich nach oben abnehmender Stärke des bis in große Höhe reichenden Dunstes und bei nach oben abnehmender Kondensationskernzahl (gemessen bei einer Parallelfahrt durch Hrn. Jenrich).<sup>1)</sup> Gewitterbildung. Am Boden und über den CuNi in 5440 m überwiegt  $\lambda_+$ . Von

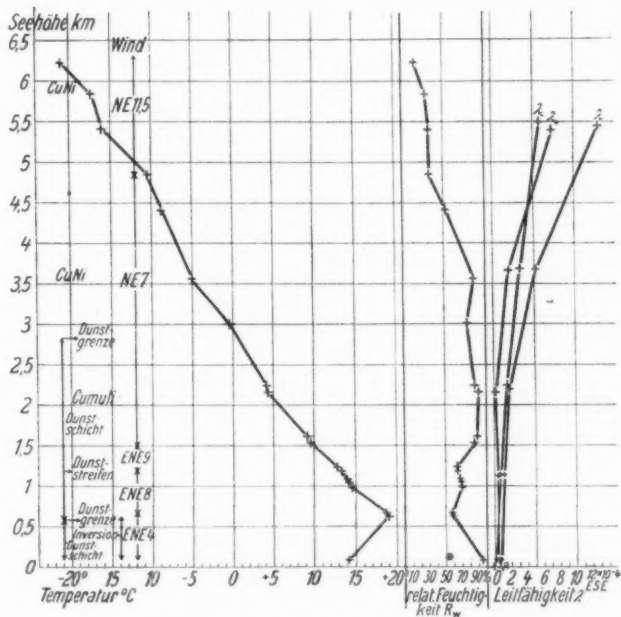


Fig. 3. Fahrt 2.

1140—3670 m im Dunst und in Höhe der Cu und CuNi überwiegt  $\lambda_-$ ; jedoch erscheint diese Unipolarität vielleicht wegen fehlender Korbausgleichung und als Folge von Luftbewegung im Korb quantitativ übertrieben.

*Fahrt 3. a) Wetter*: Wetterlage antizyklonal, am südlichen Rande einer V-Depression. Hoch (770) nordwestlich Irland.

1) G. Jenrich, Diss. Halle 1914; A. Wigand, Ann. d. Phys. 59. S. 712. 1919.

Tief (750) über Nordskandinavien und Finnland, V-förmig bis Pommern erstreckt; zweites Tief (755) über Karpathen. Schwache NW-Winde, starke Vertikalbewegung gegen Mittag. Wenig Bewölkung, Cu bis 2575 m (Beginn kleineren Temperaturgefälles),

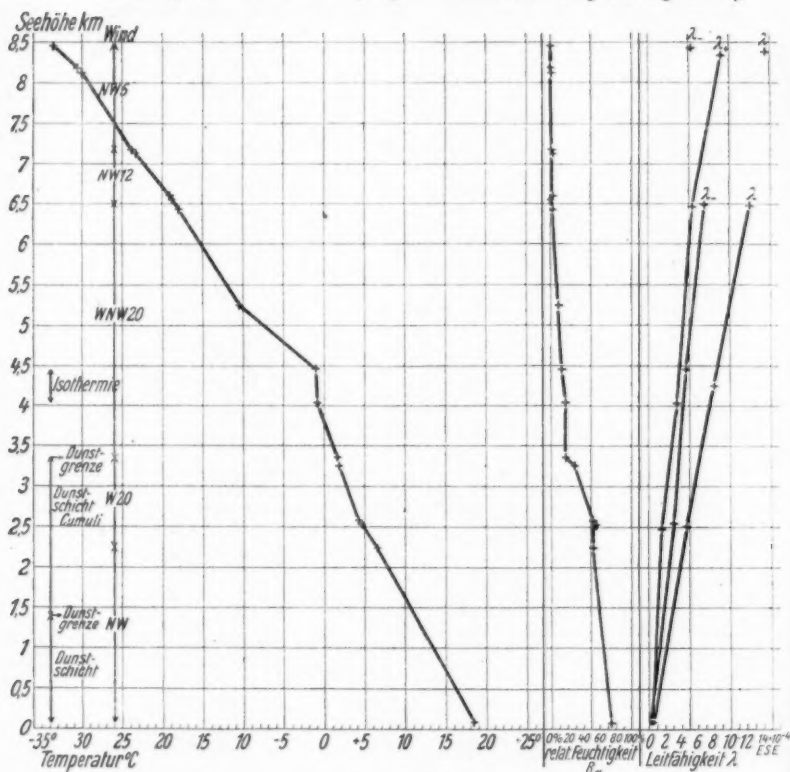


Fig. 4. Fabrt 3.

mittags CuNi im SE. Zwei Dunstschichten mit Grenzen in 1400 und 3355 m; auch in größerer Höhe Dunst. Obere Schichten sehr trocken.

b) *Leitfähigkeit*: Gleichmäßige Zunahme der Leitfähigkeit mit der Höhe bei zugleich nach oben abnehmender Stärke des bis in große Höhen reichenden Dunstes. Gewitterneigung.

Außer am Boden, wo  $\lambda_+ > \lambda_-$ , überwiegt  $\lambda_-$  im Bereich der Cu und darüber. In 8435 m  $\lambda_-$ -Werte wahrscheinlich zu klein

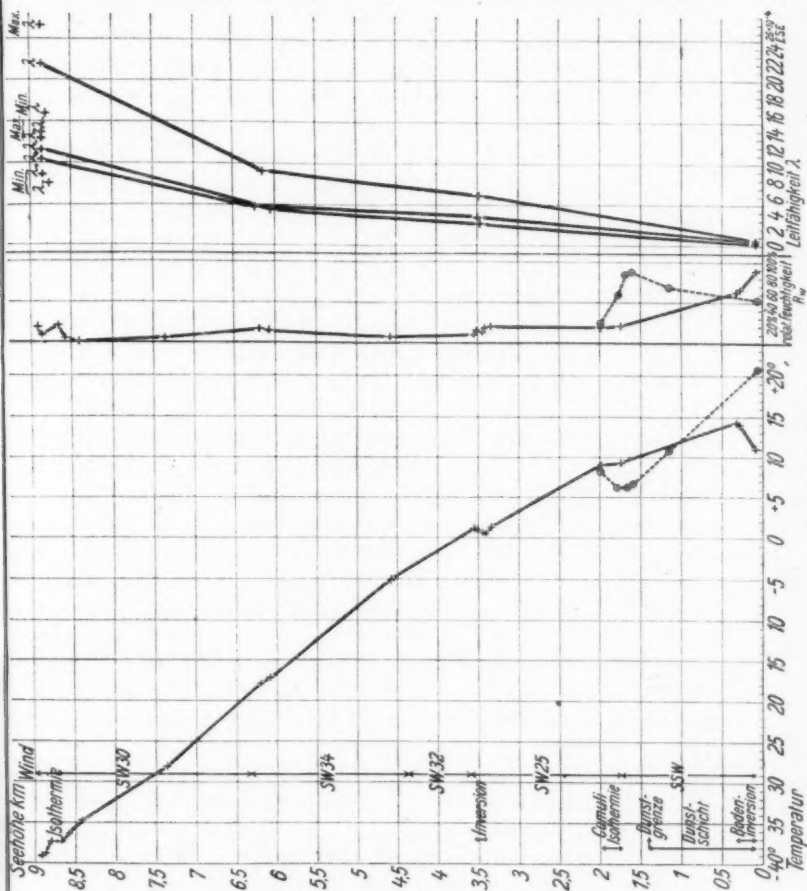


Fig. 5. Fahrt 4.

wegen zu geringer Aspiration bei relativ zu hohem Entladungspotential.

Fahrt 4. a) Wetter: Wetterlage antizyklonal. Hochdruckrücken ostwestlich über Mittelddeutschland, zwei Hochs (770)

südlich Irland und über Karpathen. Tief (755) über Nordskandinavien, mit V-Ausläufer nach S bis Nordwestdeutschland. Südliches flaches Tief (765) über Südfrankreich und Italien. Mäßige SW-Winde. Wenig Wolken, Cu bis 1990 m in Isothermie von 1740—1985 m mit 9,3—9,1°. Bodendunstschicht bis 1410 m (Grenze); darüber dunstfrei. Isothermie von 8665 bis 8800 m mit — 37,4°. Bodeninversion verschwindet mittags durch starke Erwärmung der Bodenluftschicht.

b) *Leitfähigkeit*: Gleichmäßige, beschleunigte Zunahme der Leitfähigkeit in der Höhe.  $\lambda_+ > \lambda_-$ , außer in 8865 m, wo  $\lambda_-$  überwiegt. Alle Leitfähigkeitsmessungen im Ballon oberhalb der Bodendunstschicht und des Cu-Niveaus in klarer Luft, also meteorologisch ungestörte Normalwerte.

#### 4. Diskussion der Ergebnisse.

##### a) Allgemeiner vertikaler Verlauf der Leitfähigkeit.

Für den allgemeinen vertikalen Verlauf der Leitfähigkeit in der freien Atmosphäre bei Hochdruckwetter ergibt sich nach den Messungen bei den vier Ballonfahrten bis nahezu 9 km Höhe Zunahme der polaren wie der Gesamtleitfähigkeit mit der Höhe, und zwar häufig beschleunigte Zunahme, so daß die Zustandskurve für die Leitfähigkeit konkav nach rechts wird. Mit derselben Methode hat bereits Gerdien<sup>1)</sup> im Ballon bis 6 km Höhe die Zunahme der Leitfähigkeit mit der Höhe gefunden, was auch von mir mit Hrn. Koppe bei vier späteren Ballonfahrten bis 4,1 km Höhe weiter bestätigt wurde.<sup>2)</sup> Auch durch Leitfähigkeitsmessungen im Gebirge ist von mehreren Beobachtern Zunahme mit der Höhe festgestellt worden (Kähler, Knoche, Dorno, Gockel). Der von mir bei der vierten Fahrt in der obersten Höhenstufe von 8865 m gemessene Höchstwert der Gesamtleitfähigkeit ( $\lambda = \lambda_+ + \lambda_- = 26,57 \times 10^{-4}$  ESE) ist 80mal so groß wie das Mittel der vor dem Aufstieg und nach der Landung gemessenen Bodenwerte ( $0,331 \times 10^{-4}$ ), 44mal so groß wie der gleichzeitig am Potsdamer Meteorologischen Observatorium gemessene Bodenwert ( $0,60 \times 10^{-4}$ ) und 28mal

1) H. Gerdien, GÖtt. Nachr. 1905. S. 240, 258 und 447; Phys. Ztschr. 6. S. 800. 1905.

2) A. Wigand, Phys. Ztschr. 22. S. 36. 1921.



so groß wie der Potsdamer Mittelwert für normale Tage ( $0,95 \times 10^{-4}$ ).<sup>1)</sup>

Zum Verständnis der Leitfähigkeitszunahme mit der Höhe hat man zu beachten, daß die polare Leitfähigkeit  $\lambda_p = E_p \cdot v_p$  definiert ist als das Produkt aus polarem Ionengehalt  $E_p$  und polarer Ionenbeweglichkeit  $v_p$ , und daß der Höhenverlauf jedes dieser beiden Faktoren für die Veränderung von  $\lambda_p$  verantwortlich gemacht werden muß.

Unzweifelhaft von großem Einfluß ist dabei die Ionenbeweglichkeit, die mit der Höhe angenähert proportional der Luftdruckerniedrigung zunimmt. Wie Gerdien<sup>2)</sup> gefunden hat und ich gemeinsam mit Hrn. Koppe bestätigen konnte<sup>3)</sup>, ist die Ionenbeweglichkeit in der freien Atmosphäre oberhalb der Bodendunstschicht sogar noch größer als entsprechend dem Luftdruck.

Aber auch die Beteiligung der Änderung des Ionengehaltes am vertikalen Leitfähigkeitsverlauf ist beträchtlich. Infolge der Höhenverteilung der normalen atmosphärischen Ionisatoren (radioaktive Substanzen und durchdringende Strahlung) und durch den Einfluß von Dunst und Wolken auf die Wiedervereinigung der Ionen nimmt der Ionengehalt im allgemeinen mit der Höhe zu, abgesehen von den untersten Schichten mit Dunst und Wolken, wo man Konstanz und Abnahme des Ionengehaltes beim Aufsteigen findet.<sup>3)</sup> Diese letztere Tatsache äußert sich im allgemeinen Verlauf der Leitfähigkeitskurve durch relativ geringe Zunahme in den untersten Schichten, verglichen mit dem Kurvenverlauf der höheren Schichten, oder gar gelegentlich durch anfängliche Leitfähigkeitsabnahme beim Aufstieg (Fahrt 1).

Eine nähere Erörterung dieser Zusammenhänge soll der anschließenden Abhandlung von Hrn. Koppe und mir über Ionengehalt und Beweglichkeit in der freien Atmosphäre vorbehalten bleiben. Dort wird auch auf die meteorologischen Einflüsse weiter einzugehen sein, besonders auf die Luftfeuchtigkeit, deren Wirkung auf die Leitfähigkeit hier noch nicht klar

1) K. Kähler, Phys. Ztschr. 13. S. 1216. 1912.

2) H. Gerdien, Gött. Nachr. 1903. S. 383; 1904. S. 277.

3) A. Wigand, Physik. Ztschr. 22. S. 36. 1921.

zutage tritt und erst in ihrer Beziehung zu Ionengehalt (Wiedervereinigung) und Beweglichkeit erkennbar werden kann.

Daß die Leitfähigkeit mit zunehmender Trübung der Luft durch Dunst und Nebel, sowie bei zunehmendem Gehalt an Kondensationskernen abnimmt, ist eine durch zahlreiche Bodenbeobachtungen<sup>1)</sup> und auch schon bei den Gerdienschen Ballonfahrten für Dunst festgestellte Tatsache. Sie erklärt sich einfach dadurch, daß die hauptsächlich für die Leitfähigkeit in Betracht kommenden kleinen, leichtbeweglichen Ionen infolge ihrer Anlagerung an Dunst- und Nebelteilchen eine Verkleinerung ihrer Beweglichkeit erfahren, sowie durch Verstärkung des Vorganges der Wiedervereinigung an Zahl geringer werden.

Auch unsere Ballonfahrten geben Beispiele hierfür, besonders deutlich Fahrt 1, wo in der untersten Stufe der Zusammenhang der Leitfähigkeit mit Dunststärke und Kondensationskernzahl, sowie im AStr-Niveau der Einfluß der Wolken auf die in ihnen gemessene Leitfähigkeit ersichtlich ist.

Der allgemeine vertikale Verlauf der Leitfähigkeit läßt bei weiterem Ansteigen über 9 km eine weitere starke Leitfähigkeitszunahme erwarten, derart, daß in sehr großen, von Luftfahrzeugen jedoch nicht mehr erreichbaren Höhen mit einer enorm hohen Leitfähigkeit zu rechnen ist. Das stimmt überein mit der Vorstellung, die man sich auf Grund der erdmagnetischen Variationen und der Schwankungen der funktelegraphischen Reichweite über den elektrischen Zustand der obersten Atmosphärenschichten gebildet hat. Verantwortlich für diese Leitfähigkeitszunahme ist zunächst bei weiterem Anstieg aus der Troposphäre in die Stratosphäre die entsprechend der Luftdruckerniedrigung zunehmende Ionenbeweglichkeit, die für sehr niedrige Drucke durch das Auftreten freier negativer Elektronen besonders groß werden wird. Ferner ist eine weitere Leitfähigkeitszunahme mit der Höhe zu erwarten wegen des mit der Höhe voraussichtlich beschleunigt wachsenden Ionengehaltes; denn die als Ionisator maßgebende, von oben kommende durchdringende Strahlung nimmt bereits in den oberen Schichten der Troposphäre mit der Höhe beschleunigt an Intensität

---

1) Z. B. A. Gockel, Lufterlektrische Beobachtungen, Neue Denkschr. d. Schweiz. Naturforsch. Ges. 54. Abh. 1. 1917.

zu<sup>1)</sup>; und außerdem kommt vielleicht von der Sonne her in sehr großen Höhen der Atmosphäre neben Korpuskularstrahlen auch ultraviolette Strahlung als Ionisator hinzu, falls diese Strahlung dort die zur Luftionisierung hinreichend kurzen, in den tieferen Schichten bis 9 km Höhe nach meinen Messungen<sup>2)</sup> nicht vorhandenen Wellenlängen enthält.

b) Unipolarität.

Eine erschöpfende Behandlung des Problems der Unipolarität in der freien Atmosphäre läßt sich nicht mit der Leitfähigkeit allein, sondern nur, wenn ihre Faktoren Ionengehalt und Beweglichkeit getrennt bekannt sind, durchführen; denn es kann z. B. vorkommen, daß infolge der polar verschiedenen Beweglichkeiten gleichzeitig bei der Leitfähigkeit  $\lambda_+ > \lambda_-$  und beim Ionengehalt  $E_+ > E_-$  ist oder umgekehrt. Als erschwerend kommt hinzu, daß man die polaren Leitfähigkeitswerte ebensowenig wie die polaren Werte des Ionengehalts, soweit sie nach den bisherigen Methoden im Ballon bestimmt wurden, als quantitativ hinreichend gesichert ansehen kann, um weitgehende Folgerungen daran zu knüpfen, da eine Fälschung dieser Werte durch die Wirkung der Feldverteilung um den Ballonkorb nie ganz ausgeschlossen ist.

Immerhin haben die folgenden Ergebnisse unserer Ballonfahrten für den Einfluß der meteorologischen Bedingungen auf die Unipolarität der Leitfähigkeit  $q = \lambda_+/\lambda_-$  doch einige Wahrscheinlichkeit für sich. Eine nähere Analyse bleibt der anschließenden Abhandlung über Ionengehalt und Ionenbeweglichkeit von Hrn. Koppe und mir vorbehalten.

Die Leitfähigkeitsmessungen am Boden ergeben fast durchweg ein Überwiegen von  $\lambda_+$ , und zwar kommt der Quotient  $q = \lambda_+/\lambda_-$  um so näher der 1, je mehr die Luft der Beobachtungsstelle dem Einfluß des Erdfeldes entzogen ist<sup>3)</sup>; denn hier ist die Influenzladung der Meßstelle im Erdfelde negativ und äußert sich (umgekehrt wie im Ballon) durch Anreicherung der

1) W. Kolhörster, Verhandl. d. D. Phys. Ges. 15. S. 1111. 1913; 16. S. 719. 1914; Physik. Zeitschr. 14. S. 1153. 1913.

2) A. Wigand, Verh. d. D. Phys. Ges. 15. S. 1090. 1913; Physik. Ztschr. 14. S. 1144. 1913.

3) E. v. Schweidler, Verhandl. d. D. Phys. Ges. 11. S. 510. 1909.

Luft mit positiven und Verarmung an negativen Ionen.<sup>1)</sup> Im Ballon dagegen wird der Einfluß des Erdfeldes, wenn er sich bemerkbar macht, infolge der positiven Influenzladung des Korbes die Unipolarität  $q$  verkleinern.

Unsere Ballonmessungen ergeben in geringeren wie in größeren Höhen für die Unipolarität  $q$  fast ebensooft Werte größer wie kleiner als 1. Ein allgemeines typisches Überwiegen der Leitfähigkeit eines Vorzeichens in der freien Atmosphäre ist also nicht erkennbar. Aber Zusammenhänge zwischen *Wolkenbildung* und Unipolarität treten deutlich hervor, sowohl für Schichtwolken, wie auch besonders für Cu und CuNi bei Gewitterlage.

Nahe unterhalb des AStr bei Fahrt 1 ist  $\lambda_+ > \lambda_-$ , nahe über dem AStr dagegen  $\lambda_+ < \lambda_-$ . Dies Verhalten der Leitfähigkeit scheint auch bei tieferen, dem Erdboden nicht aufliegende *Schichtwolken* die Regel zu sein, da wir es auch bei drei späteren Ballonfahrten angetroffen haben<sup>2)</sup>; jedoch wurde dabei die gleichzeitige Unipolarität des Ionengehaltes zuweilen entgegengesetzt gefunden, woraus eine starke, polar verschiedenartige Beeinflussung der Beweglichkeit der kleinen Ionen durch nahe Wolkengrenzen folgt.

Bei *Gewitterneigung* ist für solche Höhen, in denen bereits Bildung von Cu und CuNi einzusetzen begonnen hat und die Luft mit Dunst erfüllt ist, offenbar in der Regel  $\lambda_+ < \lambda_-$ . Wir fanden dies Verhalten durchweg bei den Fahrten 2 und 3 und auch bei einer späteren Ballonfahrt<sup>3)</sup>, bei der sich ergab, daß das Überwiegen von  $\lambda_-$  in einem ausgesprochenen Überwiegen des Gehaltes an negativen Ionen in der zur Gewitterbildung neigenden Luft seine Ursache hatte.

Die gleiche Unipolarität der Leitfähigkeit stellte schon Gerdien<sup>3)</sup> bei einer Ballonfahrt in der Nachbarschaft von Gewitterwolken fest, und auch am Erdboden wird häufig<sup>4)</sup> bei Gewitterlage ein Überwiegen des negativen Ionengehaltes gefunden, im Gegensatz zu dem normalen Verhalten  $E_+ > E_-$ .

1) W. F. G. Swann, Terr. Magn. 19. S. 205. 1914; A. Gockel, a. a. O. S. 34.

2) A. Wigand, Physik. Zschr. 22. S. 36. 1921.

3) H. Gerdien, Gött. Nachr. 1905. S. 447.

4) Z. B. A. Gockel, a. a. O. S. 21.

Eine befriedigende Theorie der Niederschlags- und Gewitterelektrizität wird diesen Unipolaritätsverhältnissen Rechnung tragen müssen, darf sich also nicht nur auf die Betrachtung des elektrischen Verhaltens der Kondensationsprodukte beschränken, ohne die in der Disposition zur Gewitterbildung zum Ausdruck kommenden und der Kondensation vorausgehenden spezifischen Verhältnisse der Luftionisation zu berücksichtigen.

c) Schwankungen.

Entsprechend den Erfahrungen, die man auch bei Leitfähigkeitsmessungen am Boden macht, sind die in einer bestimmten Höhe gefundenen *Schwankungen der Leitfähigkeit* bei unseren Ballonfahrten mitunter nicht unerheblich. Diese Schwankungen äußern sich einerseits in den Unterschieden der Mittelwerte der Leitfähigkeit an verschiedenen Tagen („*Mittelschwankungen*“) und andererseits in den Abweichungen der Einzelwerte einer zeitlich zusammenhängenden Beobachtungsreihe einer Höhenstufe vom Mittelwerte dieser Stufe („*Einzelschwankungen*“). Die Mittelschwankungen betragen gelegentlich bis über 50 Proz. Bei den Einzelschwankungen kommen Abweichungen der Einzelwerte vom Mittel bis zu 50 und 70 Proz. vor (Fahrt 2), während in mehreren anderen Fällen diese Schwankungen ganz gering sind und nur wenige Prozente betragen.

Alle derartigen Schwankungen sind durchaus als *reell* und nicht etwa als auf Beobachtungsfehlern beruhend anzusehen. Denn neben dem Einfluß der *Ortsverschiedenheit*, der bei den Mittelschwankungen mitspielen dürfte, da die 4 Fahrten von Bitterfeld aus nach verschiedenen Himmelsrichtungen hin gingen, kommt die möglicherweise *schwankende Intensität der Ionisatoren* in Betracht; die radioaktiven Substanzen der Atmosphäre können z. B. infolge gröberer Struktur der Luftbewegung ungleichmäßig verteilt sein. Besonders aber sind es die nachweisbaren *meteorologischen Einflüsse*, die zur Erklärung sämtlicher Schwankungen der Leitfähigkeit voll ausreichen können, wie sich durch nähere Betrachtung folgender beiden Fälle zeigen läßt:

1. Bei Fahrt 2 war die Luftschichtung nach der vertikalen Temperaturverteilung unstabil, und es lag grobe Windstruktur mit starker vertikaler Luftbewegung vor, was sich außer in

der lebhaften Bildung von Cu und CuNi auch in den am unruhigen Verlauf des Barogramms erkennbaren Höhenschwankungen für die Gleichgewichtslagen des Ballons äußerte. Als Folge davon fand im Korbe häufig *Luftwechsel* statt, wodurch zunächst die Unipolarität im Sinne einer Vergrößerung von  $\lambda_-$  und Verkleinerung von  $\lambda_+$  beeinflußt werden kann, was sich in Schwankungen dieser Größen äußern muß; denn die aus der Umgebung des Korbes stammende Luft steht unter der Wirkung der im deformierten Erdfelde influenzierten positiven Korbladung. Sodann kann es bei starker Vertikalbewegung auch vorkommen, daß dem Korbe Luft aus geringerer oder größerer Höhe mit merklich abweichenden Werten von Feuchtigkeit, Temperatur und Dunstgehalt und damit verschieden großer Leitfähigkeit schnell zugeführt wird, wodurch für gleiche Seehöhe Schwankungen der Leitfähigkeit ebenso wie der meteorologischen Elemente auftreten. Bei Fahrt 2 in 2190 und 1140 m Höhe (nahe unter einem Dunstreifen in 1185 m) sind diese jedenfalls auf Luftwechsel im Korbe beruhenden Leitfähigkeitsschwankungen besonders auffallend.

2. Bei Fahrt 4 in der obersten Höhenstufe (8860 m) fuhr der Ballon während der Leitfähigkeitsmessungen über eine Stunde lang unter andauernden kleinen Vertikalpendelungen, ohne in die von 8665–8800 m reichende Isothermie von  $-37,4^\circ$  erheblich einzusinken, in einer sehr instabilen Schicht mit schneller Temperaturabnahme nach oben und starken Änderungen der Feuchtigkeit, was bei der tiefen Temperatur durch die Angaben des feuchten Thermometers, wenn auch nicht quantitativ richtig ausgedrückt, so doch wenigstens angedeutet wird. Die dort beobachteten großen Schwankungen der Leitfähigkeit sind daher durch Luftwechsel im Korbe hinreichend verständlich.

##### 5. Zusammenfassung.

1. Bei 4 Freiballonfahrten wurden *Messungen der Leitfähigkeit bis 8,9 km Höhe* ausgeführt, mit gleichzeitigen meteorologischen Beobachtungen, besonders für die Luftschichtung.

2. Die *Fehlerquellen* der verwendeten Gerdienschen Aspirationsmethode und der Einfluß der *Ausgleichung* des Ballons auf die polaren Leitfähigkeiten  $\lambda_+$  und  $\lambda_-$  werden untersucht.

3. Für den *allgemeinen vertikalen Verlauf der Leitfähigkeit* in der freien Atmosphäre bei Hochdruckwetter ergibt sich bis nahezu 9 km Höhe Zunahme mit der Höhe, häufig beschleunigte Zunahme, maximal bis zum 80fachen des Bodenwertes der Leitfähigkeit. In der untersten Luftschicht mit Dunst und Wolken wächst die Leitfähigkeit beim Aufstiege nur langsam oder nimmt gelegentlich auch ab. Die Beteiligung der Ionenbeweglichkeit und des Ionengehaltes am Höhenverlauf der Leitfähigkeit wird erörtert.

4. Die *Unipolarität* der Leitfähigkeit  $q = \lambda_+/\lambda_-$  hatte in allen Höhen fast ebensooft Werte größer wie kleiner als 1. Zwischen Unipolarität und Wolkenbildung ergeben sich Zusammenhänge: für Schichtwolken ein Überwiegen von  $\lambda_+$  unter und von  $\lambda_-$  über der Wolke; für Cu und CuNi bei Gewitterneigung und Dunst durchweg überwiegendes  $\lambda_-$ .

5. Die beobachteten *Schwankungen* der Leitfähigkeit werden diskutiert.

Für diese Untersuchungen standen Mittel aus der Aero-physikalischen Stiftung Halle zur Verfügung.

Halle a/S., Physik. Inst. der Universität, im August 1921.

(Eingegangen 30. August 1921.)

---

**2. Über die magnetische Viskosität in sehr dünnen  
Eisendrähten und ihre Abhängigkeit von der  
Magnetisierung und der Temperatur;  
von B. Wwedensky.**

§ 1. Einleitung.

Seitdem H. v. Helmholtz<sup>1)</sup> die Frage über die Entmagnetisierungsgeschwindigkeit des wirbelstromlosen Eisens aufgestellt hatte und sie als unmeßbar groß erklärte, haben sich mit dieser Frage nur wenige Forscher befaßt; erst Gildemeister<sup>2)</sup> war es zu beweisen gelungen, daß die Entmagnetisierungszeit in dünnen Drähten eine meßbare, obgleich auch sehr kleine Größe besitzt. Gildemeister untersuchte den Abfall der Magnetisierung in Eisendrähten von 0,185 mm Durchmesser in Gestalt von Bündeln von ungefähr gleichem Verhältnis der Länge zur Breite  $\lambda$  ( $22,7 < \lambda < 35,6$ ); er fand, daß in diesem Falle die Magnetisierung bis zur Hälfte ihres Anfangswertes in Verlauf von  $\frac{1}{300\,000}$  bis  $\frac{1}{600\,000}$  Sek. abfiel.

Da die Erscheinung in engstem Zusammenhang mit anderen magnetischen Eigenschaften des Eisens steht, und da sie auch Interesse darbietet vom Standpunkt der Eigenperioden von Elementarmagneten, die Arkadiew im Jahre 1913 gefunden hat<sup>3)</sup> und die neuerdings Gans bestätigt und mittels der Arkadiewschen Theorie des elektromagnetischen Feldes in ferromagnetischen Metallen wiederum berechnet hat<sup>4)</sup>,

1) H. v. Helmholtz, Pogg. Ann. **83**. S. 505. 1851.

2) M. Gildemeister, Ann. d. Phys. **23**. S. 401. 1907. Dasselbst sind auch sämtliche Literaturangaben über frühere Arbeiten zu finden, die sich mit dem Abfall des „raschverschwindenden“ Teiles der Magnetisierung beschäftigen. Die Arbeiten, die den „langsamverschwindenden“ Teil untersuchen, sind sehr zahlreich, gehören aber nicht hierher (vgl. z. B. A. Bernini, Nuov. Cim. **2**. S. 291. 1911 u. **3**. S. 295. 1912).

3) W. Arkadiew, Physik. Zeitschr. **14**. S. 928. 1913.

4) R. Gans u. R. G. Loyarte, Ann. d. Phys. **64**. S. 209. 1921; siehe auch W. Arkadiew, Ann. d. Phys. **65**. S. 643. 1921; **66**. S. 130. 1921.



so schlug Hr. Prof. W. Arkadiew mir vor, die Entmagnetisierungsgeschwindigkeit in Eisendrähten verschiedener — und besonders sehr kleiner — Durchmesser zu untersuchen in Gestalt von Bündeln verschiedener  $\Delta$  und besonders in Ringgestalt.

## § 2. Fragestellung und Methode.

Die Endlichkeit der (Um)Magnetisierungsgeschwindigkeit bzw. die Unfähigkeit der Magnetisierung, den Änderungen des äußeren magnetischen Feldes momentan zu folgen, äußert sich z. B. in der öfters untersuchten Verminderung der Permeabilität im schnell oszillierenden magnetischen Felde.<sup>1)</sup> Hier wird dagegen der Verlauf der spontanen Entmagnetisierung untersucht, wenn das Eisen, frei vom äußeren Zwange, sich mit Geschwindigkeit entmagnetisiert, die ausschließlich von inneren Eigenschaften des Stoffes bedingt ist.

Es werde ein Eisendrahtbündel  $E$  (Fig. 1) im Felde der Spule  $S$  magnetisiert. Zur Zeit  $t = 0$  öffnet sich der Spulenstrom; unter passender Wahl der Spulenkonstanten verschwindet er praktisch momentan, so daß man hier es tatsächlich mit der Selbstentmagnetisierung des Eisens zu tun hat. Verbinden wir<sup>2)</sup> nach einer kurzen, aber exakt meßbaren Zeit (eine bzw. wenige Milliontel der Sekunde) seit dem Öffnen des Spulenstromes die Spule mit einem ballistischen Galvanometer  $G$ , so mißt sein Ausschlag die zur Zeit  $t = \tau$  im Eisen noch vorhandene Magnetisierung. Es handelt sich hier ausschließlich um das Verschwinden der temporären Magnetisierung (im weiteren einfach „Magnetisierung“).

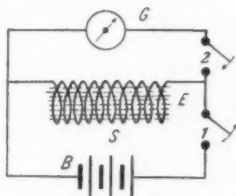


Fig. 1.

Auf diese Weise wurde die Wirkung des äußeren Feldes und der Temperatur auf den untersuchten Vorgang mit Hilfe eines Helmholtz-Edelmannschen Pendelunterbrechers ge-

1) M. Wien, Wied. Ann. **66**. S. 859. 1898; I. Klemenčič, Wied. Ann. **50**. S. 456. 1893; **53**. S. 707. 1894; W. Arkadiew, Ann. d. Phys. **45**. S. 133. 1914; **58**. S. 105. 1919; Physik. Zeitschr. **14**. S. 561. 1913.

2) H. v. Helmholtz, a. a. O.

prüft, während die Wirbelstromwirkung an der Hand des früher<sup>1)</sup> veröffentlichten Verfahrens in Rechnung gezogen ist.

### § 3. Die Apparate.

A. *Pendelunterbrecher*. — Dieser bestand aus drei<sup>2)</sup> von der Firma Edelmann, München bezogenen Schlitten mit Kontakten und Mikrometerschrauben<sup>3)</sup>, montiert auf einem soliden Eichenholzgestell, das zugleich die kegelförmigen Spitzenlager für die Achse des Pendelkörpers (massiver Eisenrahmen) trug.

Das Stromschließen erfolgte mittels des Schlages des Pendelkörpers auf den oberen scharfen Rand des Öffnungshebels.<sup>4)</sup> Die kurze Dauer des Kontaktes zwischen diesen beiden Körpern ( $1,4 \cdot 10^{-4}$  Sek.) war wegen der Kürze der beobachteten Vorgänge vollständig ausreichend. Da so das Galvanometer mit der Spule nur eine kurze Zeit in Verbindung stand, fielen die lästige Vergrößerung der Galvanometerdämpfung<sup>5)</sup>, die Wirkung der thermoelektrischen Ströme u. a. m. von selbst gänzlich fort.

Die angeführte Schaltungsweise (Fig. 2) (dauernde leitende Verbindung zwischen 1 und P) ist die einzige mögliche, da der Pendelkörper die Hebelspitzen mit entblößtem Metall trifft, was eine leitende Verbindung mit sich führt.

Die Eichung geschah mittels der Messung von durchflossenen Elektrizitätsmengen (Pouillet); als Mittel aus vielen Messungen ergab sich für die Zeit, die  $\frac{1}{200}$  der Schraubenumdrehung entsprach, der Wert<sup>6)</sup>  $1,01 \cdot 10^{-6} \pm 0,06 \cdot 10^{-6}$  Sek., rund  $1 \cdot 10^{-6}$  Sek.

Dieser Wert, wie auch sonst die Zuverlässigkeit der Arbeit des Apparates, wurden vielseitig an der Untersuchung ver-

1) B. Wwedensky, Ann. d. Phys. **64**. S. 600. 1921.

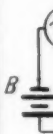
2) Von diesen waren nur zwei in Gebrauch.

3) Ausführliche Beschreibung: M. Th. Edelmann, Ann. d. Phys. **3**. S. 274. 1900; vgl. auch M. Gildemeister u. O. Weiss, Ann. d. Phys. **17**. S. 174. 1905.

4) Nachträglich erfuhr ich, daß dieses Verfahren bereits von R. Seidler (Ann. d. Phys. **32**. S. 339. 1910) angewandt wurde.

5) Vgl. M. Gildemeister, a. a. O.

6) Ermittelt aus Messungen, die den Verschiebungen von wenigen Hundertsteln der Schraubenumdrehung entsprachen, um den Versuchsverhältnissen möglichst nahe zu kommen. Die Selbstinduktion wurde durch die passende Wahl des Widerstandes unterdrückt.



schiedener wohl bekannter periodischer und besonders aperiodischer Vorgänge (Kondensatorladung) geprüft.

Diese Versuche lehrten, daß schon bei geringer Zahl der Beobachtungen der Apparat die Zeitwerte bis auf wenige  $10^{-7}$  Sek. sicher angibt. Aber doch wurde die fortwährende Kontrollierung seiner Arbeit geübt, zu welchem Zwecke man durch Öffnen des Schlüssels  $K$  (Fig. 2) die Spule  $S$  absanderte,

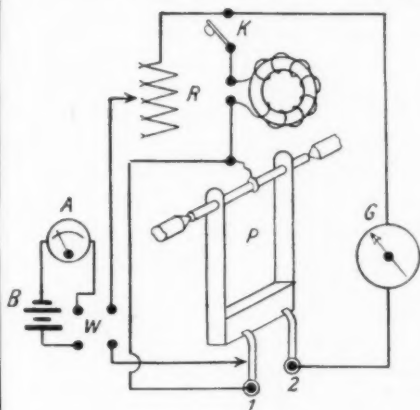


Fig. 2.

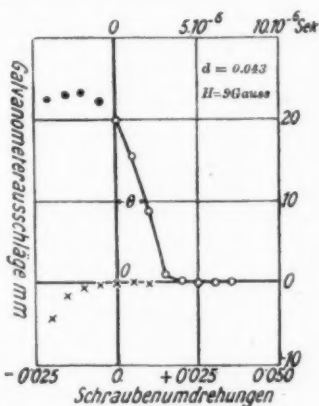


Fig. 3.

und in dem übrigbleibenden Kreise den Anstieg des Stromes direkt maß; so konnte man den „Nullpunkt“ sogar während der Messung selbst bestimmen und die Methode der „abwechselnden Ablesungen“ (einmal mit geschlossenem, das andere Mal mit geöffnetem  $K$ ) anwenden. Fig. 3 gibt ein Beispiel einer aufgenommenen Kurve (voller Strich, weiße Kreise) dar, während die schwarzen Kreise dem Teil der Kurve entsprechen, wo die Stromschließung der Stromöffnung vorangeht. Die beiden Kurventeile werden durch den „Nullpunkt“ 0 getrennt, wo Öffnen und Schließen gleichzeitig erfolgen. Den Nullpunkt erkennt man am Verschwinden der Galvanometerausschläge bei geöffnetem Schlüssel  $K$  (Kreuze in der Fig. 3). Den untersuchten Vorgang stellt der im Diagramm rechts von der Geraden  $OO$  gelegene Teil dar.

**B. Eisendrähte.** — Ringe und Bündel wurden bei heller Rotglut in  $\text{CO}_2$ -Atmosphäre durchgeglüht und nachher mit

Paraffin durchtränkt. In Fig. 4 sind die Hysteresisschleifen der dünnen Drähte angegeben; elektrische Leitfähigkeit vgl. Tab. I und II.

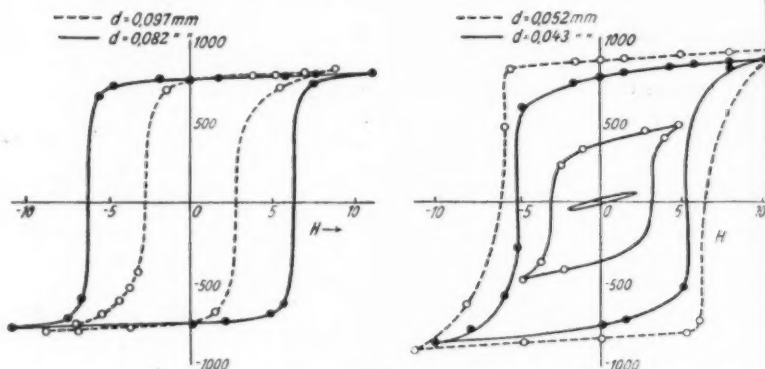


Fig. 4.

C. *Stromquelle*. — Die Stärke des Stromes (0,02—0,5 Amp.) der Batterie *B* (Fig. 2) wurde durch einen Stöpselrheostat *R* aus bifilar gewundenen Nickelindrähten geregelt, *W* bedeutet einen Quecksilberstromwender, *A* ein Weston-Amperemeter.

D. *Galvanometer*. — *G*, ein ballistisches Drehspulengalvanometer von Hartmann & Braun, besaß für die kleinere Wickelung (die ausschließlich angewandt wurde) die Empfindlichkeit von 6,003 Skalenteile pro 1 Mikrocoulomb (175 cm Skalenabstand) und volle Periode von 12 Sek.; die Widerstände bzw. Selbstinduktionskoeffiziente der beiden Wickelungen waren 5,5 und 100 Ohm bzw.  $2 \cdot 10^5$  und  $1,3 \cdot 10^7$  cm. Alle Zuleitungen waren möglichst kurz gewählt.

Tabelle I.  
Drahtringe.

Drahtdurchmesser . . . mm	0,50	0,16	0,097	0,082	0,052	0,043
Leitfähigk. des Drahtes $10^9 \cdot \sigma$ C.G.S. el.-m.	6,48	8,91	6,70	6,76	6,29	6,59
Gewicht des Ringes . . g	0,51	2,25	1,89	3,13	2,55	1,85
Mittlerer Durchmesser d. Ringes . . . . . cm	1,70	1,94	1,68	1,94	1,94	1,94
Querschnitt <sup>1)</sup> des Eisens <i>S</i> . . . . . cm <sup>2</sup>	0,008	0,046	0,046	0,066	0,053	0,040

1) Nach dem Gewicht und Durchmesser ermittelt.

Tabelle II.  
Drahtbündel.

Drahtdurchmesser . . mm	1,74	0,50	0,36	0,16	0,043	0,043	0,043
Leitfähigkeit d. Drahtes $10^9 \cdot \sigma$ C.G.S. el.-m. .	7,05	6,48	9,76	8,91	6,59	6,59	6,59
Gewicht des Bündels . g	5,2	1,47	0,45	1,85	0,31	0,95	0,76
Länge $l$ des Bündels . cm	7,0	9,4	8,0	8,5	6,7	6,7	1,5
Dicke $\delta$ des Bündels . cm	0,35	0,17	0,1	0,3	0,10	0,30	0,5
$A = \frac{l}{\delta}$	20	55	80	28	67	22	3

## § 4. Die Theorie der Methode und die Konstanten der Spulenwicklungen.

A. Wir betrachten die Spulenwicklung als einen Kreis mit der Selbstinduktion  $L^1$  und der an den Wicklungsenden konzentrierten Kapazität  $C$ ; es sei (Fig. 5):  $i_t$  und  $V_t$  — die Stromstärke und die Potentialdifferenz der Spule zur Zeit  $t$ ; die Anfangswerte (für  $t = 0$ )  $i_0$  und  $V_0$  sind miteinander und mit dem Widerstand  $r$  der Spule durch die Beziehung verknüpft:  $V_0 = i_0 r$ .

Ferner bedeute:  $j = -C \frac{dV}{dt}$  den Entladungsstrom der Spulenkapazität,  $J$  den Strom im Galvanometer (mit Widerstand  $g$  und Selbstinduktion  $l$ ) und  $N$  den verschwindenden Induktionsfluß durch die  $n$ -Windungen der Wicklung, wobei also

$$N_t = L i_t + 4\pi n S I_t$$

( $S$  — Querschnitt des Eisens,  $I$  — verschwindende Magnetisierung).

Dann haben wir<sup>2)</sup> für das Stromintegral im Galvanometer, falls es zur Zeit  $\tau$  an die Spulenenden angeschlossen wird:

$$(1) \left\{ Q_\tau = \int_\tau^\infty J dt = \frac{1}{r+g} [N_\tau - C r V_\tau] = \frac{1}{r+g} [4\pi n S I + L i_\tau - C r V_\tau], \right.$$

1)  $L$  ist die Selbstinduktion der leeren Wicklung; hängt also nicht von den Eigenschaften des Eisens ab.

2) M. Gildemeister, a. a. O., S. 411–413.

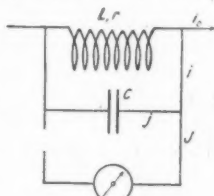


Fig. 5.

d. h.: der Galvanometerausschlag ist ausschließlich durch diejenigen Werte von  $I$ ,  $i$  und  $V$  bedingt, die zur Zeit der Anschließung des Galvanometers im System bestehen. Neben der Größe  $I$  sind das zweite und das dritte Glied in Klammern als „störend“ zu betrachten; das dritte Glied, das von der Kapazität abhängt, ist dabei zu vernachlässigen.<sup>1)</sup> Wir versuchen hier zu beweisen, daß unter passender Wahl der Spulenkonstanten  $L$ ,  $C$  und  $r$  auch das zweite Glied, nämlich  $Li_\tau$  verschwindet.

Ist der Batteriestrom bereits geöffnet, das Galvanometer aber noch nicht angeschlossen ( $0 < t \leq \tau$ ), so haben wir:

$$(2) \quad ir = V - \frac{dN}{dt} \quad \text{und} \quad i = j = -C \frac{dV}{dt},$$

wodurch die Vorgänge in sich selbst überlassener Spule bestimmt werden. Diese Gleichungen bestehen aber auch im Augenblick der Anschließung des Galvanometers ( $t = \tau$ ), da bei  $t = \tau$   $J$  noch gleich Null ist. Daher können wir schreiben:

$$(2') \quad \left[ \frac{d}{dt} (N - CrV) \right]_{t=\tau} = V_\tau.$$

Dagegen ergeben (1) und (2)':

$$\left[ \frac{dQ}{dt} \right]_{t=\tau} = \frac{1}{r+g} \left[ \frac{d}{dt} (N - CrV) \right]_{t=\tau} = \frac{1}{r+g} V_\tau;$$

außerdem haben wir:

$$i_\tau = -C \left( \frac{dV}{dt} \right)_\tau = -C(r+g) \left[ \frac{d^2 Q}{dt^2} \right]_{t=\tau},$$

also endlich mittels (1):

$$(3) \quad \begin{cases} Q_\tau = \frac{1}{r+g} [4\pi n S I + Li - CrV]_{t=\tau} \\ = \frac{4\pi n S}{r+g} I_\tau - CL \left[ \frac{d^2 Q}{dt^2} \right]_\tau - Cr \left[ \frac{dQ}{dt} \right]_\tau. \end{cases}$$

Experimentell erhalten wir nun die Beziehung  $Q = f(\tau)$ , die wir, auch als  $Q = f(t)$  auffassen können. In diesem Sinne ist also  $t$  gleichbedeutend mit  $\tau$ , so daß wir setzen können:

$$\left[ \frac{dQ}{dt} \right]_\tau = \frac{dQ}{d\tau} \quad \text{und} \quad \left[ \frac{d^2 Q}{dt^2} \right]_\tau = \frac{d^2 Q}{d\tau^2}.$$

1) M. Gildemeister, a. a. O., S. 411–413.

Diese Werte können wir mit genügender Annäherung aus den Kurven Figg. 3 und 8 bestimmen; so erhalten wir für den größtmöglichen Wert von  $dQ/d\tau$  die Größe  $10^6 \cdot Q_0$ , für  $d^2Q/dt^2 - 10^{12} \cdot Q_0$ , was nach Gleichung (3) die relative Größe der letzten Glieder gegenüber den ersten, das die untersuchte Größe direkt angibt, zu schätzen erlaubt.

B. Die Wicklungen von Ring- und geraden Spulen bestanden aus einer einzigen Lage eines seideumspunnenen Kupferdrahtes, aufgewunden: bei den Ringspulen — auf ein Hartgummifutteral, bestehend aus zwei Ringen, die den Draht ring von allen Seiten in Hartgummi eingeschlossen enthielten, bei den geraden Spulen — auf Glasröhren.

Tabelle III.

## Ringspulen.

Stärke d. Eisendrahtes mm	0,50	0,16	0,097	0,062	0,052	0,043	leer
Äußerer Durchmesser . cm	2,37	2,55	2,30	2,55	2,55	2,53	2,55
Innerer Durchmesser . cm	1,60	1,45	1,40	1,43	1,42	1,42	1,42
Höhe . . . . . cm	1,05	1,20	1,00	1,20	1,20	1,21	1,21
Drahtstärke . . . . . mm	0,18	0,18	0,18	0,18	0,18	0,18	0,18
Widerstand $10^{-9} \cdot r$							
C.G.S. el.-m. . . . .	2,05	3,20	1,94	2,56	2,63	2,90	2,83
Windungszahl $n$ . . . .	122	146	125	122	127	130	125
Selbstinduktion $10^{-4} \cdot L$							
C.G.S. el.-m. . . . .	—	—	—	—	—	—	2,1

Tabelle IV.

## Gerade Spulen.

Bezeichnung	a	b	c
Spulenlänge $h$ . . . . cm	8,8	4,4	1,7
Durchmesser $2R$ . . . cm	0,6	0,6	0,6
Drahtstärke $\delta$ . . . . mm	0,10	0,10	0,18
Widerstand $10^{-9} \cdot r$ C.G.S.			
el.-m. . . . .	19,5	10,4	1,02
Windungszahl $n$ . . . .	460	240	53
Selbstinduktion $10^{-4} \cdot L$ cm	9,20	3,03	0,59

Die Kapazität  $C$  beträgt, nach der Formel von Drude<sup>1)</sup> bestimmt, für die geraden Spulen ungefähr 1 cm, was wegen

1) P. Drude, Ann. d. Phys. 9. S. 302. 1902. Für den Wert „ $2\alpha$ “ ist durch Extrapolation 5,5 bestimmt worden.

der Wirkung der angeschlossenen Drähte und Apparate zu klein ist; andererseits besitzen auch die Ringspulen eine größere Kapazität als die geraden Spulen. Wir schätzen aber  $C$  sicher zu hoch, wenn wir dafür den Wert  $100 \text{ cm} \approx 10^{-19} \text{ C.G.S. el.-m.}$  annehmen.

C. Nehmen wir die ungünstigsten Werte:  $L = 9,2 \cdot 10^4 \text{ cm.}$   
 $r = 2 \cdot 10^{10} \text{ C.G.S. el.-m.}$  und

$$Cr \frac{dQ}{dt} = 2 \cdot 10^{-3} \cdot Q_0,$$

so erhalten wir für den größten möglichen Wert der Korrektionsglieder in (3):

$$CL \frac{d^2 Q}{dt^2} = 10^{-2} \cdot Q_0 \quad \text{und} \quad Cr \frac{dQ}{dt} = 2 \cdot 10^{-3} \cdot Q_0,$$

d. h. diese Glieder betragen im ungünstigsten Falle (größte Geschwindigkeit des Prozesses in dünnstem Drahte bei geringster Feldstärke) kaum mehr als 1 Proz. des Gesamtaus-schlages. Widrigenfalls (größte Feldstärke) sind sie etwa viermal geringer zu schätzen. Daher haben wir

$$Q_t = \frac{4\pi n S}{r + g} \cdot I_t,$$

d. h. die *Galvanometerausschläge*  $a Q_t$  ( $a$  — ballistische Konstante des Galvanometers) sind mit der Genauigkeit von 1 Proz. den Werten  $I_t$  der Magnetisierung zur Zeit  $t$  proportional.

D. Wegen der Geringfügigkeit des Spulenstromes wird die von diesem Reststrom zur Zeit  $t$  hervorgebrachte Feldstärke  $H$  auch gering, wie eine Überschlagsrechnung zeigt:

$$H_t = \frac{4\pi n i_t}{h} = 4\pi n_1 C(r + g) \frac{d^2 Q}{dt^2} = 4\pi \cdot 100 \cdot 10^{-19} \\ \cdot 26 \cdot 10^9 \cdot 10^{12} \cdot Q_0,$$

wobei  $h$  die Länge der Spule,  $n_1 = n/h$  die Windungszahl pro 1 cm Länge = 20 bis 50 sind; da

$$Q_0/H_0 = 3 \text{ bis } 5 \cdot 10^{-8} \text{ C.G.S. el.-m.}$$

betrug ( $H_0$  bedeutet den Anfangswert der Feldstärke), so ergibt sich:  $H_t/H_0$  für gerade Spulen 7,5 bis  $2 \cdot 10^{-2}$ , für Ringe 8,5 bis  $5,1 \cdot 10^{-3}$ .



E. Eine Korrektion haben wir nur für den Anfangsaus-  
schlag  $\alpha Q_0$  vorzunehmen, wo man, um den Wert

$$\frac{4\pi n S}{r+g} I_0$$

zu erhalten, von  $Q_0$  den Wert  $\frac{L i_0}{r+g}$  abzuziehen hat. Diese  
Größe bestimmt sich nach dem Ausschlag der leeren Wicklung  
für  $t = 0$ .

### § 5. Messungen.

Die dünnen Drähte (0,097 bis 0,043 mm) verlangten  
wegen der Kürze der Vorgänge bedeutend mehr Sorgfalt als  
die dickeren; so z. B. wurde für den Draht 0,043 mm als  
Resultat einer Messungsserie das Mittel aus 3 bis 6 Messungs-  
reihen (vgl. Tab. V) angesehen, und als endgültiges Resultat  
wiederum das Mittel aus 2 bis 5 solcher Serien bestimmt (vgl.  
Tab. VI), während bei dicken Drähten 3 bis 5 Messungsreihen  
ausreichten.

Tabelle V. Eisenring.

Drahtstärke 0,043 mm; Feldstärke 10,5 Gauss.

Schrauben- umdrehungen	Zeit 10 <sup>6</sup> t Sek.	Messungsreihen						Mittel
		1	2	3	4	5	6	
— 1/200	— 1	34,0	33,8	34,2	33,0	32,8	32,2	33,3
0	0	32,6	31,0	31,5	31,5	31,5	31,2	31,5
1/200	1	31,2	29,0	13,0	19,2	26,8	29,2	24,7
2/200	2	17,2	18,0	11,0	3,2	11,8	19,2	13,4
3/200	3	2,0	1,5	0,5	0,4	5,8	5,6	2,6
4/200	4	0	0	0	0	0	0	0

Tabelle VI. Eisenring.

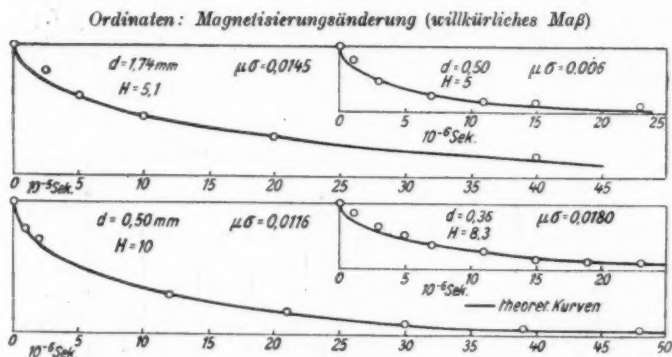
Drahtstärke 0,043 mm; Feldstärke 10,5 Gauss.

Zeit 10 <sup>6</sup> t Sek.	Messungsserien					Mittel
	I	II	III	IV	V	
0	31,7	30,9	30,5	31,0	31,5	31,1
1	23,0	25,0	29,5	21,0	24,7	24,8
2	14,0	18,7	20,2	17,1	13,4	16,6
3	7,0	15,8	14,6	13,0	2,6	10,6
4	2,0	7,1	11,2	3,3	0	4,5
5	0	0,2	0	0	0	0
6	0	0	0	0	0	0

Die gemessene Größe des in § 4, E erwähnten Korrektionsgliedes war der Spulenstromstärke proportional und hatte für den Strom  $i_0 = 0,5$  Amp. die Werte: für leere Ringspule 1,5 mm, für gerade Spulen  $a, b, c$  bzw. 6,5; 4,3 und 0,8 mm.

§ 6. Wirbelstromwirkung in dicken Drähten  
( $d \geq 0,15$  mm).

Hier ist der Entmagnetisierungsprozeß nach der Wirbelstromtheorie<sup>1)</sup> gut berechenbar. Wegen individueller Verschiedenheit von „ $\mu \sigma$ “ ist für die Entscheidung der Frage über die Stärke der Wirbelstromwirkung der Grad der Übereinstimmung von beobachteten Kurven mit den theoretischen „Wirbelstromwirkungskurven“<sup>2)</sup> am besten geeignet. Wie die Fig. 6 zeigt, schmiegen die beobachteten Punkte den theo-



retischen Kurven befriedigend an, soweit es sich um Drähte von 1,74 mm bis 0,36 mm handelt, obgleich sich dabei „ $\mu \sigma$ “ von 0,006 bis 0,0180 entsprechend dem Drahtmaterial und der

1) B. Wwedensky, a. a. O., § 7.

2) Vgl. Formel (11) meiner zitierten Arbeit:

$$\varphi = 4 \sum_{v=1}^{\infty} \frac{e^{-1_v^2 \xi}}{1_v^2}; \quad \xi = \frac{t}{\pi \mu \sigma d^2},$$

wo  $\mu$  „Permeabilität“,  $\sigma$  Leitfähigkeit in C.G.S. el.-m. Einheiten,  $d$  Drahtdurchmesser und  $\varphi_v$  die  $v$ -te Wurzel der Besselschen Funktion  $J_0$  bedeuten.

Feldstärke verändert. Die Übereinstimmung wird bei dem Drahte  $d = 0,16$  mm. Schon unvollkommen: für  $\Lambda = 18$  (vgl. Fig. 7) bei  $H = 2,5$ ; für  $\Lambda = 28$  bei  $H = 10^1$  und für  $\Lambda = \infty$  bei  $H = 1,2$  bringt die passende Wahl von „ $\mu$ “ die experimentellen Punkte in Einklang mit der Theorie. Das gelingt aber durchaus nicht bei  $H = 6$  und  $H = 10$  ( $\Lambda = \infty$ ) (vgl. Fig. 7), da hier die Entmagnetisierungskurve für kleine  $t$  gegenüber der  $t$ -Achse seltsamerweise konkav wird, was auf ein mit der Wirbelstromtheorie unverträgliches Maximum der Entmagnetisierungsgeschwindigkeit  $dI/dt$  deutet.<sup>1)</sup>

Ordinaten: Magnetisierungsänderung (willkürliches Maß)

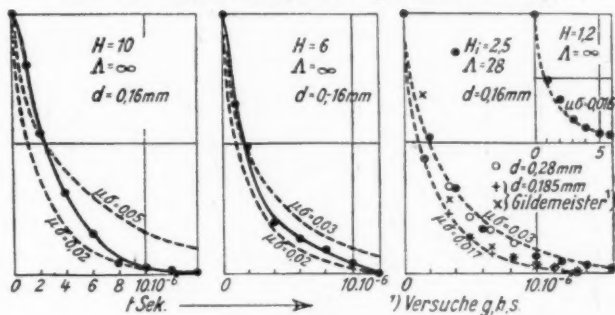


Fig. 7.

Die  $dI/dt$ -Kurve wurde auch direkt aufgenommen, indem das Galvanometer mit einem Elektrometer ersetzt wurde, dessen Quadrantenpaare durch einen Öffnungskontakt mit den Wicklungsenden verbunden waren; nach dem Öffnen des Spulenstromes ( $t = 0$ ) wurde das Elektrometer ( $t = \tau$ ) abgesondert; nach seinem Ausschlag konnte der Wert  $dI/dt$  für  $t = \tau$  ermittelt werden. Für  $t = 2 \cdot 10^{-6}$  bis  $t = 3 \cdot 10^{-6}$  Sek. zeigten die  $dI/dt$ -Kurven ein sehr scharfes Maximum ( $d = 0,043$  mm); graphische Integration ergab fast dieselben Kurven, wie die direkte Messung mit dem Galvanometer.

1) Der Öffnungsfunkte, dessen Wirkung die konkave Form zugeschrieben werden könnte, war selbst im dunkelsten Zimmer nicht zu beobachten; nur bei viel stärkeren Strömen war ein schwaches Fünkchen sichtbar.

Unter diesem Übergangsfall, wo die Wirbelströme und die Viskosität ziemlich genau stark ausgeprägt sind, gehören auch die von Gildemeister untersuchten Drähte ( $d = 0,28$  und  $0,185$  mm), deren Verhalten ziemlich ungezwungen sich der Theorie fügen läßt.<sup>1)</sup> Der Umstand aber, daß die Drähte  $0,28$  und  $0,185$  mm nach Gildemeisters Kurven<sup>2)</sup> (vgl. die Fig. 7) ziemlich gleiche Entmagnetisierungsdauer aufweisen, erklärt sich aus der Verschiedenheit ihrer „Permeabilitäten“ (oder vielleicht auch Leitfähigkeiten) ohne Schwierigkeit.<sup>3)</sup>

Tabelle VII.

Entmagnetisierungsvorgang in Ringen dünner Drähte.  
(Galvanometerausschläge.)

$d$	0,097 mm					0,082 mm				
$H_i$	1,0	1,8	5	8	10	1,8	5	10		
0	1,6	6,8	16,2	22,1	24,8	3,3	6,4	9,5		
1	0,3	1,3	8,6	14,3	22,4	0,3	2,5	8,2		
2	0	0,8	4,6	8,7	18,0	0	0,2	5,3		
3	0	0,4	0,6	—	—		0	1,7		
4		0	0,2	4,1	7,0			0		
5			0,1	—	—					
6			0	0,9	1,8					
7				—	—					
8				0,1	0,2					
9				—	0,1					
10				0	0					

$d$	0,052 mm				0,043 mm					
$H_i$	1	2,3	5	10	0,9	2,5	5,5	8	9	10,5
0	2,2	6,0	18,0	27,0	1,8	6,7	19,4	24,0	26,0	29,5
1	0,3	1,3	12,7	19,4	0	0,7	8,7	19,3	21,1	24,8
2	0	0	1,4	5,2		0	0,8	7,9	11,7	16,6
3			0	0,7			0	0,5	1,4	10,5
4				0,3				0	0	4,5
5				0						0

1) Vgl. Fig. 4 meiner zitierten Arbeit.

2) Vgl. z. B. die Kurven  $g$  und  $s$  der Arbeit von Gildemeister, die unter ziemlich gleicher Feldstärke ermittelt sind; an beiden ist noch die Korrektur im Sinne von § 4, E vorzunehmen.

3) Wie Tab. IV meiner zitierten Arbeit zeigt, kann die „Permeabilität“ bei verschiedenen Drähten zwischen den Grenzen etwa 100 bis etwa 400 schwanken.

§ 7. Dünne Drähte ( $d < 0,1$  mm); magnetische Viskosität.

Die dazu bezüglichen Resultate (für Ringe) sind in der Tab. VII und in der Fig. 8 zusammengestellt. Die Zahlen der Tabelle stellen die beobachteten Galvanometerausschläge dar, die Zahlen für  $t = 0$  sind im Sinne von § 4, E, korrigiert. Sämtliche Ordinaten für einen bestimmten Drahtdurchmesser  $d$

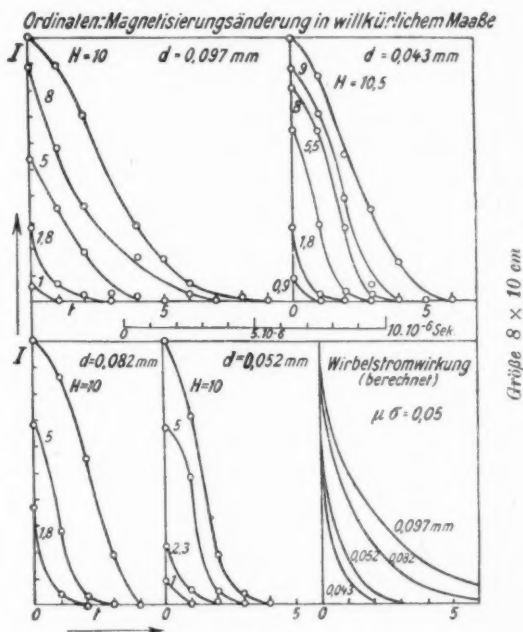


Fig. 8.

sind in Teilen der Maximalordinate für  $H_0 = 10$  Gauss ausgedrückt.

Für diese Versuche versagt nun die Wirbelstromtheorie; sogar für  $\mu \sigma = 0,05$  kann von der Übereinstimmung der theoretischen Kurven mit der Erfahrung, wenigstens bei  $H \geq 5$  keine Rede sein (vgl. Fig. 8), da sich hier die erwähnte konkave Form recht deutlich zeigt. Die Form der Kurven ist zwar bei schwachen Feldern ( $H < 3$ ) nicht mehr deutlich zu

erkennen; man könnte sich aber leicht überzeugen, daß die  $\Theta$ -Werte zu groß sind, um durch Wirbelströme erklärt zu werden, da „ $\mu$ “ bei schwachen Feldstärken kleiner wird.

Das Eisen erweist also eine Entmagnetisierungsverzögerung, die, da wohl alle äußeren Ursachen ausgeschlossen sind, nur einer dem *Stoffe* des Eisens immanenten Eigenschaft — der „magnetischen Viskosität“ — zugeschrieben werden muß. Den Namen — „magnetische Nachwirkung“ — behalten wir auf Vorschlag von Arkadiew für die langsamen Veränderungen der Magnetisierung (Ewing, Lord Rayleigh) bei. Dafür, daß die gefundene Verzögerung wirklich von der Viskosität als einer Eigenschaft des *Stoffes* und nicht etwa von irgendeiner Eigenschaft der *Gestalt* des Eisenstückes abhängt, sprechen die Versuche mit Bündeln von verschiedenem Verhältnis der Länge zur Breite  $\Lambda$ .

Die gemessenen  $\Theta$ -Werte sind in der Tab. VIII zusammengestellt; dabei bedeutet  $H_a$  das äußere Feld der Spule und  $H_i$  das innere Feld, das für die Größe der Magnetisierung maßgebend ist.  $\Theta$  erweist sich im Durchschnitt als unabhängig

Tabelle VIII.

Entmagnetisierungszeiten  $\Theta$  der Drahtbündel.  
( $d = 0,043$  mm.)

$H_i$	0,6	0,7	1,0	1,1	4,0	5,0
$H_a$	6,8	1,1	1,0	16,5	18	8,3
$\Lambda$ Spule	3 c	22 b	67 a	3 c	22 b	67 a
$10^6 \cdot \Theta$ Sek.	0,5	0,3	0,4	0,4	1,0	1,3

von  $\Lambda$  (vgl. dazu auch die Tab. IX für  $\Lambda = \infty$ ), und folglich auch von der Größe des entmagnetisierenden Feldes (da ja eine Funktion der Gestalt<sup>1)</sup> ist), wenn man die  $\Theta$ -Werte für ungefähr gleiche  $H_i$  und also annähernd gleiche Magnetisierungen vergleicht.

1) Vgl. z. B. Arkadiew, Die Magnetisierungskoeffizienten der Gestalt, des Stoffes und des Körpers. Journ. d. Russ. Phys. Ch. Ges. Phys. T. 46. S. 22. 1914. Vgl. auch Phys. Ber. I. S. 1195. 1920.

Dagegen hängt  $\Theta$  von der Größe des inneren Feldes wohl ab (Fig. 9), indem  $\Theta$  mit wachsendem Felde wächst; der Verlauf von  $\Theta$  ist in vielen Fällen dem Verlauf des verschwindenden Teiles der Magnetisierung  $I$  analog, so daß eine direkte funktionelle Beziehung  $\Theta = \Theta(I)$  eher zu vermuten ist, als die Beziehung  $\Theta = \Theta(H_0)$  (vgl. weiter unten).

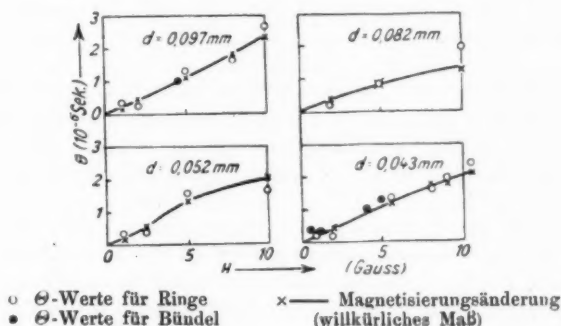


Fig. 9.

In der Tab. IX sind die sämtlichen  $\Theta$ -Werte für die vier dünnsten Drähte zusammengestellt. Da die mechanische Bearbeitung die magnetischen Eigenschaften in einer nicht gänz-

Tabelle IX.

Entmagnetisierungszeiten  $\Theta$  der Drahtlinge.

Zeiteinheit  $10^{-6}$  Sek.;  $H_0$  = Feldstärke in Gauss;  $d$  = Drahtstärke.

$H_0$ $d$ mm	0,9—1,0	1,8—2,5	5—5,5	8—9	10—10,5
0,043	$0,2 \pm 0,1$	$0,13 \pm 0,03$	$1,3 \pm 0,1$	$1,8 \pm 0,2$	$2,4 \pm 0,2$
0,052	$(0,3)^1$	$0,4 \pm 0,3$	$1,55 \pm 0,02$	—	$1,6 \pm 0,1$
0,082	—	$0,2 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,1$	—	$(1,9)$
0,097	$0,33 \pm 0,04$	$0,29 \pm 0,04$	$1,3 \pm 0,2$	$1,6 \pm 0,1$	$2,7 \pm 0,2$
Einfaches Mittel	0,28	0,26	1,24	1,70	2,15

1) Nur eine Beobachtung.

lich aufgeklärten Weise zu beeinträchtigen scheint<sup>1)</sup>, so könnte wohl das „Mittel der Mittel“ (letzte Zeile der Tab. IX) eine allgemeine Vorstellung von dem Vorgange liefern.

Die Viskosität scheint sich auch bei dicken Drähten zu äußern, wie ein Blick auf die Fig. 4 meiner zitierten Arbeit zeigt, wo die Punkte bei kleinen  $\xi$  (Anfangsstadien des Prozesses) oberhalb der Kurve gelegen sind. Doch könnte man dieses Verhalten auch der Veränderlichkeit von „ $\mu$ “ während des Prozesses zuschreiben.

#### § 8. Messungen im konstanten magnetischen Querfelde.

In der Wirkung eines zum magnetisierenden (verschwindenden) Felde  $H$  senkrecht gerichteten äußeren Felde  $H_z$  besitzen wir ein Mittel, den verschwindenden Teil der Magnetisierung in gewissen Grenzen zu variieren, ohne dabei das Material des Ringes und das verschwindende Feld  $H$  selbst zu ändern. Dieser Umstand ermöglicht die Untersuchung der Frage, ob die Entmagnetisierungszeit  $\theta$  mit dem Felde oder mit der Magnetisierung  $I$  in funktionellen Zusammenhang zu stellen ist.

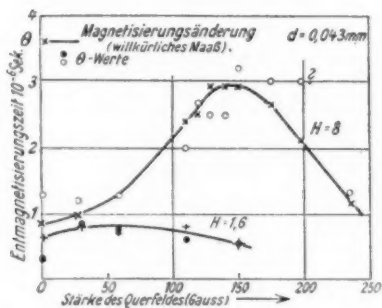


Fig. 10.

Der Draht ring wurde der Wirkung eines Rühmkorffschen Elektromagneten ausgesetzt, dessen Polschuhe, um die Nähe der Eisenmassen zu vermeiden, bis zu der Entfernung von 16 cm auseinandergeschoben wurden; dabei wurde der

1) Vgl. die Beobachtungen von H. Fassbender und E. Hupka (Physik. Zeitschr. 14. S. 1042. 1913) an dünnen Eisenblechen.



Ring in einem Holzbrettchen senkrecht zu den Kraftlinien eingeklemmt. Die in der Stelle des Ringes herrschende Feldstärke  $H$ , wurde für verschiedene Stärken des Elektromagnetstromes mittels einer kleinen Spule ballistisch bestimmt. Wie die Kontrollversuche zeigten, übte die Nähe des unerregten Elektromagneten keinen störenden Einfluß aus.

Es wurden Messungen der Entmagnetisierungszeiten  $\Theta$  im Ringe  $d = 0,043$  mm bei konstant gehaltenem Felde  $H$  und bei verschiedenen Stärken des Querfeldes  $H_z$  angestellt; dabei variierte  $H_z$  zwischen 0 und 235 Gauss (gemessen in Abwesenheit des Ringes). Fig. 10 stellt die Resultate zweier solcher Reihen für  $H = 1,6$  und 8,0 Gauss nebst den dazugehörigen Werten der verschwindenden Magnetisierung  $I$  dar. Wie die  $\Theta$ -Kurven, so auch die  $I$ -Kurven<sup>1)</sup> zeigen ein ausgeprägtes Maximum (für  $H = 1,6$  bei etwa 40, für  $H = 8,0$  bei etwa 150 Gauss des Querfeldes). Obgleich also die innere (verschwindende) Feldstärke  $H$  konstant blieb, wuchs  $\Theta$  mit anwachsender Magnetisierung und wurde wieder kleiner, wenn diese wieder abnahm.

### § 9. Die Wirkung der Temperatur.

Der Ring  $d = 0,043$  mm wurde im elektrischen Ofen von Haereus-Hanau bis über den Curie-Punkt erwärmt. Statt des obenerwähnten Hartgummifutterals erhielt er eine Asbestumhüllung, worauf blanker Kupferdraht in etwa 1 mm Windungsabstand aufgewickelt wurde. Die Kontrollversuche überzeugten von der Zulässigkeit der Einrichtung; der Wechselstrom im Ofen verursachte keine störende elektromagnetische Wirkung (Messungen bei gleicher Temperatur mit Strom und ohne Strom).

Die Temperatur wurde mittels eines Fe-Konstanthermoelementes gemessen, das mit einem Pt-PtRh-Thermoelement verglichen war. Das Erreichen des Curie-Punktes wurde direkt nach dem Verschwinden der Galvanometerausschläge bei etwa 770–790° C konstatiert.

Bei konstant gehaltenem äußeren Felde  $H = 7,2$  Gauss ergab sich folgendes: die Entmagnetisierungszeit  $\Theta$  bleibt bis etwa 600° C konstant, dann erfolgt ein rasches Anwachsen, so

1) In der Figur ist nur die Magnetisierungskurve eingezeichnet.

daß  $\Theta$  bei etwa  $700^\circ \text{C}$  ein Maximum erreicht (Fig. 11); dann fällt  $\Theta$  wieder ab. Gerade denselben Verlauf zeigte auch die Kurve der verschwindenden Magnetisierung  $I$  (strichpunktiert).

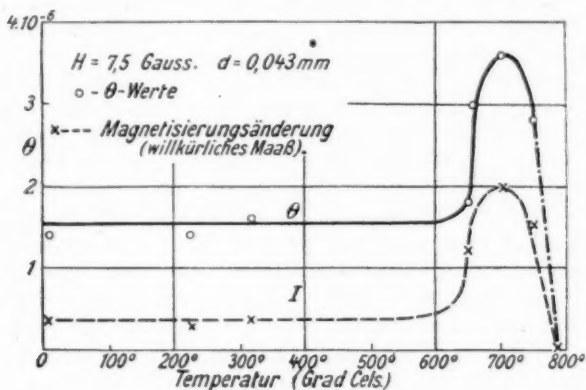


Fig. 11.

Hier wird also wieder die Regel von der Abhängigkeit der Entmagnetisierungszeit von der Größe der Magnetisierungsänderung bestätigt. Es ist jedoch zu bemerken, daß der Anstieg der  $\Theta$ -Kurve im Maximum nicht so groß ist, wie derjenige der  $I$ -Kurve. Vielleicht ist gerade in dieser Schwächung von  $\Theta$  eine beschleunigende Temperaturwirkung zu erkennen. Analoges gilt wohl auch für die Wirkung des Querfeldes (vgl. Fig. 10).

#### § 10. Zusammenfassung.

1. In Drähten von 1,74 bis 0,15–0,10 mm wird der Vorgang von den Wirbelströmen geregelt und kann rechnerisch ermittelt werden.

2. Drähte dünner als 0,10 mm sind von der Wirbelstromwirkung frei und doch verlieren sie die temporäre Magnetisierung nicht augenblicklich; die Magnetisierung fällt bis zur Hälfte des Anfangswertes in einer Zeitspanne von 0,2 bis  $2,4 \cdot 10^{-6}$  Sek., bis zum Zehntel — in 0,5 bis etwa  $4,0 \cdot 10^{-6}$  Sek., indem die Entmagnetisierungszeit mit der Stärke des Feldes wächst. Dieses wird der magnetischen Viskosität zugeschrieben.

3. Unter der Wirkung eines konstantgehaltenen Querfeldes erreicht die Entmagnetisierungszeit bei einer gewissen Querfeldstärke ein Maximum; dann fällt sie wieder ab.

4. Unter der Wirkung der hohen Temperatur erreicht die Entmagnetisierungszeit ein Maximum in der Nähe des Curie-Punktes, dann fällt sie wieder ab.

5. In allen Fällen ist der Verlauf der Entmagnetisierungszeit wesentlich derselbe, wie der Verlauf der Kurve der Intensität der verschwindenden Magnetisierung; die Entmagnetisierungszeit hängt daher in erster Linie von der Größe der Magnetisierungsänderung ab, indem sie mit dieser zugleich wächst.

6. Ringe und gerade Bündel weisen in ihrem Verhalten keinen beachtenswerten Unterschied auf.

Zum Schluß gestatte ich mir, dem Hrn. Prof. W. Arkadiew für die Anregung und Leitung der Untersuchung meinen tiefsten Dank auszusprechen. Die Arbeit wurde im Laboratorium der Moskauer Schanjawsky-Universität und später im Physikalischen Institut der Moskauer Universität ausgeführt. Für die Überlassung der Mittel und der Apparate sage ich meinen Dank der Gesellschaft Ledenzoff, dem Institut Solvay, der Sektion der Physik und Elektrotechnik der Wissenschaftlichen Kommission bei der Wissenschaftlich-Technischen Abteilung und dem Moskauer Forsttechnischen Institut.

Moskau, Physikalisches Institut der Universität,  
April 1921.

(Eingegangen 19. Mai 1921.)

**3. Erklärungen zu der Arbeit von R. Gans  
„Die Permeabilität des Nickels für kurze Hertzsche  
Wellen und die Messungen von Arkadiew“;  
von W. Arkadiew.**

R. Gans sagt in der oben zitierten Arbeit<sup>1)</sup>, daß ich neuerdings<sup>2)</sup> wieder die Permeabilität ferromagnetischer Materialien für schnelle Schwingungen bestimmt habe. Diese von mir in den Annalen im Jahre 1919 publizierten Messungen sind schon im Jahre 1912 in russischer Sprache<sup>3)</sup> veröffentlicht worden und meine Publikation in der Physikalischen Zeitschrift von 1913<sup>4)</sup> ist eine Mitteilung über das Hauptresultat dieser Beobachtungen. Gans beschäftigt sich jetzt mit den Eigenschwingungen der Elementarmagnete, die ich damals gefunden und berechnet habe.<sup>5)</sup>

Gans schreibt: „Wir müssen uns zunächst einmal fragen, was die von Arkadiew sogenannte Permeabilität in Wirklichkeit bedeutet“ und weiter nach der Ableitung der früher von mir eingeführten Funktion „ $\mu$ “ (bei Gans  $\mu^*$ ), die ich schon längst als scheinbare Permeabilität bezeichnet habe, sagt er: „Es ist also von Arkadiew . . . gerade das gemessen und als Permeabilität bezeichnet worden, was wir scheinbare Permeabilität  $\mu^*$  genannt haben“. In meiner Theorie des elektromagnetischen Feldes in ferromagnetischen Metallen, auf die Gans seine Berechnungen begründet hat, sowie im zitierten Berichte, habe ich mich vollständig klar ausgedrückt, daß ich diejenige Größe gebe, die ich die scheinbare Permeabilität nenne und

1) R. Gans, Ann. d. Phys. 64. S. 250. 1921.

2) W. Arkadiew, Ann. d. Phys. 58. S. 105. 1919.

3) W. Arkadiew, Journ. d. Russ. Phys.-Chem. Ges., Phys. T. 44. S. 165. 1912.

4) W. Arkadiew, Physik. Zeitschr. 14. S. 561, 1913.

5) W. Arkadiew, Physik. Zeitschr. 14. S. 928. 1913.

durch „ $\mu$ “ bezeichne.<sup>1)</sup> In Beispielen aus der Metalloptik<sup>2)</sup> zeige ich (§ 6), daß diese Größe „ $\mu$ “ eine Funktion von den anderen von mir eingeführten Größen ist, die ich magnetische Permeabilität und magnetische Leitfähigkeit ( $\mu$  und  $\varrho$ ) genannt habe; bei Berechnung des Absorptionskoeffizienten ist die scheinbare Permeabilität

$$(20') \quad \mu_s = \sqrt{\mu^2 + 4\varrho^2 T^2} + 2\varrho T$$

und für den Breungskoeffizient, wenn  $\mu \gg 0$ ,

$$(20'') \quad \mu_n = \sqrt{\mu^2 + 4\varrho^2 T^2} - 2\varrho T,$$

wo  $T$  die Periode des magnetischen Feldes darstellt. Ferner (S. 933) ist vollständig deutlich gesagt: „Die scheinbaren Größen „ $\mu$ “, welche analog den in § 4 (lies 6, da zum erstenmal nur in § 6 Zeichnung „ $\mu$ “ vorkommt) angegebenen sind und deren Änderung mit der Periode des Wechselfeldes ich in einem früheren Diagramme dargestellt habe<sup>3)</sup>, zeigen eine schnelle Abnahme der Magnetisierung im Gebiete der kürzesten elektrischen Wellen.“ Das heißt, daß ich immer die Größe, die den in Gl. (20') analog sind, angebe und in Diagrammen zeichne.

Meiner Theorie in allen ihren Einzelheiten und meinen Terminus folgend, will Gans jetzt in vorliegender Notiz analysieren, wie die scheinbare Permeabilität, die ich aus der Absorption der Wellen an Drähten berechnet habe, aus  $\mu$  und  $\varrho$  zusammengestellt ist. Seine Ausführungen aber sind unmittelbar anzuwenden nur für sehr kleine Perioden, wenn der Strom in den Draht nicht tief eingedrungen ist und wenn die Bedingungen erfüllt sind, auf die von Mie genau hingewiesen worden ist.<sup>4)</sup> In der Formel (8), die Gans dabei angibt, ist ein Druckfehler. Seine Formeln für „ $\mu$ “ (bei Gans  $\mu^*$ ) fallen vollständig mit meinen oben angeführten zusammen. Er findet, daß bei der Messung des Absorptionskoeffizienten in Drähten

$$\mu'' = \mu [\sqrt{1 + \gamma^2} + \gamma]$$

und bei der Messung der Phasengeschwindigkeit

$$\mu'' = \mu [\sqrt{1 + \gamma^2} - \gamma]$$

1) W. Arkadiew, Physik. Zeitschr. 14. S. 561. 1913.

2) W. Arkadiew, Physik. Zeitschr. 14. S. 931. 1913.

3) W. Arkadiew, Physik. Zeitschr. 14. S. 561. 1913.

4) Vgl. W. Arkadiew, Ann. d. Phys. 58. S. 107. 1919.

ist, wobei  $\gamma = \frac{2\varphi T}{\mu}$  ist. Diese Ausdrücke sind mit meinen oben angeführten (20), die ich schon früher als scheinbare Permeabilität genannt habe, vollständig identisch. Es muß nur beachtet werden, daß, wenn  $\mu = 0$  ist, was in ferromagnetischen Metallen bei schnellen elektrischen Schwingungen sich erweisen kann, nach der letzteren Gansschen Formel „ $\mu$ “ gleich Null wird.

Weiter stellt Gans die Angaben, die ausschließlich für die von ihm untersuchten Drähte (Durchm. von 0,0535 bis 0,055 cm) gültig sind, mit denjenigen zusammen, die einem einzigen entsprechen (Durchm. 0,0053 cm), welchen er aus einer ganzen Reihe von mir untersuchten Drähten gewählt hat. Das ist durchaus nicht zulässig. Die Durchmesser, sowie die spezifische elektrische Leitfähigkeit dieser Drähte ( $8,5 \cdot 10^{-6}$  und  $6,6 \cdot 10^{-6}$ ) waren sehr verschieden, was auf die Verschiedenheit des Materials hinweist. Aus den Zahlenangaben meiner zitierten Arbeit folgt, daß die Werte von „ $\mu$ “ für verschiedene Drähte einen ganz verschiedenen Verlauf zeigen und darum nicht miteinander vergleichbar sind. Es ist also zweifellos eine Diskrepanz vorhanden, die meine Theorie von 1913 auch nicht zu erklären trachtet und derzufolge die Berechnungen von Gans keine Übereinstimmung zu bestätigen vermögen. *Darum beweisen die Punkte auf dem Diagramm von Gans, die meinen und den Gansschen Messungen entsprechen, durchaus nichts.* Gans stellt noch den Punkt für konstante Felder ( $\lambda = \infty$ ) mit denjenigen zusammen, die mit den elektrischen Schwingungen erhalten sind, was auch nicht richtig ist, da dieser Punkt mittels der ballistischen Methode erhalten wurde und darum der *axialen* Permeabilität entspricht: für die elektrischen Schwingungen hat Gans die Permeabilität immer nach den Werten des Widerstandes und der Selbstinduktion des Drahtes berechnet, was die *zirkulare* Permeabilität liefert. Die Werte der beiden können infolge der Anisotropie des Drahtes verschieden sein.<sup>1)</sup>

Moskau, April 1921.

1) I. Klemenčič, Ann. d. Phys. 53. S. 1053. 1894; 56. S. 574. 1895.

(Eingegangen 19. Mai 1921.)

#### 4. *Einiges zur Theorie der Elektrizitätsleitung in Flammgasen; von Benno Kurze.*

(Gekürzte Leipziger Dissertation.)

Inhaltsübersicht: § 1. Einleitung. A. Experimentelle Untersuchungen des Verfassers. § 2. Elektrodeneinfluß; Oberflächen- und Volumionisation. — B. Theoretische Grundlagen der Flammenleitung; Theorie der unselbständigen Strömung. § 3. Ansatz. § 4. Feldverteilung. Stromspannungskurve. Leitvermögen. — C. Bemerkungen zu der lichtelektrischen Theorie der Alkaliflammen. § 5. Die Grundlagen der lichtelektrischen Theorie.

##### § 1. Einleitung.

Die vorliegende Abhandlung beschäftigt sich mit der Theorie der Flammenleitung. Während die Theorie der unselbständigen Strömung in ruhenden homogen ionisierten Gasen durch die Arbeiten von Mie<sup>1)</sup> und Seeliger<sup>2)</sup> bis zu einem hohen Grade von Vollkommenheit durchgeführt ist, sind wir in der Flammenleitung bis jetzt nicht über Anfänge hinausgekommen.

Die Theorie der Gasentladung bedarf als Grundlage der Flammenleitung einer Ergänzung: sie muß den Einfluß der Gasbewegung feststellen; sie muß die kathodische Oberflächenionisation in Rechnung ziehen und das Feld für den Fall des gleichzeitigen Vorhandenseins von Volum- und Oberflächenionisation untersuchen. Beide Punkte sind bis jetzt nur notdürftig behandelt worden, und Unklarheiten, die sich auch in der neuesten Literatur diesbezüglich finden, beweisen, daß es keineswegs überflüssig ist, diese Dinge einmal mit möglichster Strenge klarzustellen.

Auf Grund des vorliegenden, allerdings noch recht lückenhaften Materials haben P. Lenard<sup>3)</sup> und E. Marx<sup>4)</sup> auf ver-

1) G. Mie, Ann. d. Phys. 13. S. 857. 1904.

2) R. Seeliger, Diss. München 1910 u. Ann. d. Phys. 33. S. 319. 1910.

3) P. Lenard, Heibelb. Akad. d. Wiss. 34. Abh. 1911; 1. Abh. 1913; 17. Abh. 1914; Ann. d. Phys. 40. S. 393. 1913; 41. S. 53. 1913.

4) E. Marx, Ann. d. Phys. 50. S. 521. 1916.

schiedener Grundlage den Versuch unternommen, durch Einführung eines bestimmten Ionisationsmechanismus zu einer geschlossenen Theorie der Elektrizitätsleitung in Salzflammen zu gelangen. Verfasser ist der Ansicht, daß der mathematischen Ausgestaltung der Marxschen Theorie Bedenken entgegenstehen, wovon natürlich die eingeführte Grundhypothese nicht berührt wird. In den Entwicklungen von Marx erscheint die Ausdehnung der speziell für den linearen Teil des Potentialfalles erhaltenen Gleichgewichtsbedingungen auf den Gesamtverlauf und die darauf gegründete Integration des Feldes nicht unbedenklich. Die Oberflächenionisation tritt im Ansatz an falscher Stelle auf, und zwar in der Gleichgewichtsbedingung für den negativen Strom explizit, obwohl sie implizit in der Divergenz bereits enthalten ist; für den positiven Strom kommt sie überhaupt nicht in Frage, da sie nur negative Ione liefert. Nicht die von der Flamme gebrachten, sondern die im Volum dauernd entstehenden und verschwindenden Ladungen bedingen die Ionisierung in der Flamme.<sup>1)</sup> — Im letzten Teil der vorliegenden Abhandlung sollen, fußend auf den im theoretischen Teil gewonnenen Erkenntnissen, die Grundlagen der lichtelektrischen Theorie der Flammenleitung in gedrängtem Umriß skizziert werden.

Verfasser hat im Physikalischen Institut der Universität Leipzig auf Anregung von Hrn. Prof. Marx eine Reihe von Versuchen angestellt zu dem Ende, den Einfluß der Elektrodeneffekte kennen zu lernen, sowie Volum- und Oberflächenionisation zu trennen. Die Ergebnisse dieser Versuche sollen zunächst kurz referiert werden.

#### A. Experimentelle Untersuchungen des Verfassers.

##### § 2. Elektrodeneinfluß; Oberflächen- und Volumionisation.

Die hier in aller Kürze referierten Versuche sollten das wechselseitige Verhältnis von Volum- und Oberflächenionisation bei geringen Spannungen klarstellen und entscheiden, ob die

1) Hr. Prof. Marx hat mir, nachdem ihm die vorliegende Arbeit zum Zwecke der Kenntnisnahme vorgelegen hatte, Einsicht in das Manuskript einer Abhandlung gewährt, in der er den von ihm aufgestellten Ansatz näher begründet. Trotzdem scheint mir nach wie vor der strenge mathematische Weg der einzige zu sein, auf dem man zu wirklich stichhaltigen und sicheren Resultaten gelangen kann.



von Arrhenius<sup>1)</sup> gefundenen Gesetzmäßigkeiten, die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes und des Quadratwurzelgesetzes der Konzentration aus der Elektroden- oder der Volumwirkung zu erklären sind.<sup>2)</sup>

Die Messungen wurden in einer Flamme ausgeführt, die aus zwei Reihen von je vier kleinen Flämmchen bestand. Dadurch wurde ein größeres Arbeitsfeld gewonnen.<sup>3)</sup> Mittels eines Beckmannschen Zerstäubers konnten Salzlösungen in die Flamme eingeführt werden. Als Elektroden dienten zwei Pt-Bleche, deren Abstand verändert werden konnte. Sie konnten rückwärtig miteinander über ein Galvanometer und einen Rheostaten, durch den ein Strom geschickt werden konnte, verbunden werden. Zur Spannungsmessung diente eine Pt-Sonde, die zwischen den Elektroden verschoben werden konnte und mit dem einen Quadrantenpaar eines Quadrantenelektrometers verbunden war. Die Zuleitungsdrähte zum Elektrometer, sowie die zu den Elektroden und ebenso der Brenner waren elektrostatisch geschützt.

Um die Elektrizitätsverteilung in der Flamme und die Störungen, die die Elektroden bedingen, kennen zu lernen, wurde die Sonde horizontal in der Flamme verschoben; die eine Elektrode war aus der Flamme entfernt, die andere (geerdete) befand sich am anderen Ende der Flamme (in Fig. 1 links außerhalb der Zeichnung). So wurde die in Fig. 1 gezeichnete Kurve erhalten. Der Zusammenhang des Potentialverlaufs mit der Temperaturverteilung (gemessen mit dem Pt-PtRh-Element) ist nicht zu verkennen, wie ein Blick auf die darunter gezeichnete Temperaturkurve lehrt.<sup>4)</sup> — Aus der Krümmung der Potentialkurve ergibt sich auf Grund der Poissonschen Gleichung

1) Sv. Arrhenius, Bihang Stockholm Akad. 8. Okt. 1890; Wiener Ber. II. 99. S. 731. 1890 u. Wied. Ann. 42. S. 18. 1891. — Arrhenius fand, bei geringen Spannungen Proportionalität zwischen Strom und eingepprägter elektromotorischer Kraft; bei gleichen Spannungen nahm der Strom proportional der Quadratwurzel aus der Konzentration zu, wenigstens sofern diese nicht zu groß waren

2) Vgl. E. Marx, a. a. O. S. 544.

3) H. A. Wilson hat, soviel mir bekannt, diese Anordnung zuerst verwendet.

4) Die Temperaturangaben sind sicher zu niedrig; indessen genügt es für unsere Zwecke, den relativen Temperaturverlauf zu kennen.

chung die Ladungsverteilung. Im allgemeinen herrscht in den heißeren Teilen freie positive, in den kälteren freie negative Ladung; der Flammenrand ist positiv geladen, wie ja schon lange bekannt ist. Ein eigentümliches Verhalten zeigt das Potential nach Ausweis der Sonde außerhalb des sichtbaren Flammenrandes. In allen beobachteten Fällen stieg es daselbst sehr stark an (etwa 2 Volt), um in 0,4 bis 0,8 cm Entfernung ein Maximum zu erreichen. Im Abstand 1,0 bis 1,5 cm hört die Ionisierung auf. Dieses Verhalten wurde auch an der gewöhnlichen Bunsenflamme festgestellt. In der Gegend des Maximums betrug die Temperatur noch etwa 300°.

Mutmaßl. Potentialverlauf

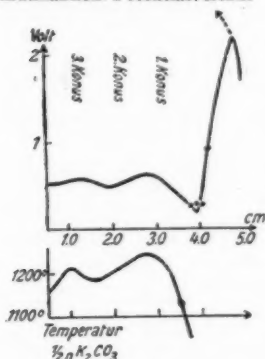


Fig. 1.

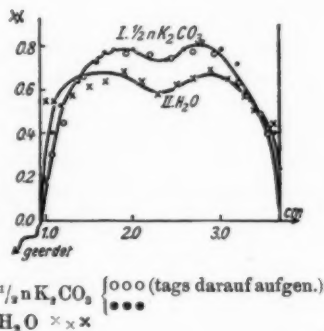


Fig. 2.

Durch Einbringen der Elektroden in die Flamme wird sowohl die Temperaturverteilung wie der Potentialverlauf gestört. Dort, wo sie sich befinden, ist die Flammentemperatur erniedrigt. Diese Erniedrigung betrug 150 bis 200°. Auch die Pt-Sonde, die zur Potentialmessung verwendet wurde, kühlte die Flammengase ab (etwa 10°). Fig. 2 gibt den Potentialverlauf im Gebiet zwischen den Elektroden. Dabei waren diese rückwärtig miteinander verbunden; wurde die Verbindung aufgehoben, so zeigte die nichtgeerdete — 0,023 Volt. Sie waren nicht ganz gleich temperiert; die geerdete (Abszisse 0,95) war etwas kühler. Die in Fig. 2 gezeichneten Kurven sind durchweg vom gleichen Charakter. Die Einschnürung in der Mitte

ist dieselbe wie die in der vorigen Figur (bei der Abszisse 2,0)<sup>1)</sup>; ebenso stimmt der Verlauf des Potentials überein.

In der Nachbarschaft der Elektroden ist das Gas positiv geladen. Verfasser glaubt, daß das in die Flamme gebrachte Metall aus dem Volum der Flamme Elektronen aufgenommen hat, die aus der Flamme hineindiffundiert sind. Aus diesem Diffusionseffekt scheint sich auch das merkwürdige Verhalten des gemessenen Potentials am Flammenrande zu erklären. Während die Sonde in der Flamme zu niedrig zeigt, gibt sie am Rande das wahre Potential. Das Maximum des Potentials am Rande ist also nicht reell; wir haben anzunehmen, daß das Potential stetig gegen den Rand hin abfällt. Gleichzeitig erhellt, daß der Einfluß der Elektroden sich auf ihre Nachbarschaft beschränkt.

Befinden sich die Elektroden an zwei Stellen der Flamme, die verschiedenes Potential haben, oder ist die Potentialerniedrigung<sup>2)</sup> der einen von größerem Betrage wie die der anderen, so erhält man bei rückwärtiger Verbindung natürlich einen Strom. Diese „Eigenströme“ der Flamme sind bereits früher Gegenstand zahlreicher Untersuchungen gewesen. Sie variieren stark, wie ohne weiteres verständlich ist, mit der zufälligen Stellung der Elektroden und können bis zu namhafter Stärke anwachsen.

Für geringe Spannungen ist der Eigenstrom additiv; für größere Spannungen muß die elektromotorische Kraft des Eigenstroms berücksichtigt werden. Um die Stromspannungskurve exakt zu erhalten, muß die gesamte Stromstärke in Beziehung gesetzt werden zu der um die elektromotorische Kraft des Eigenstroms verminderten Elektrodenspannung.

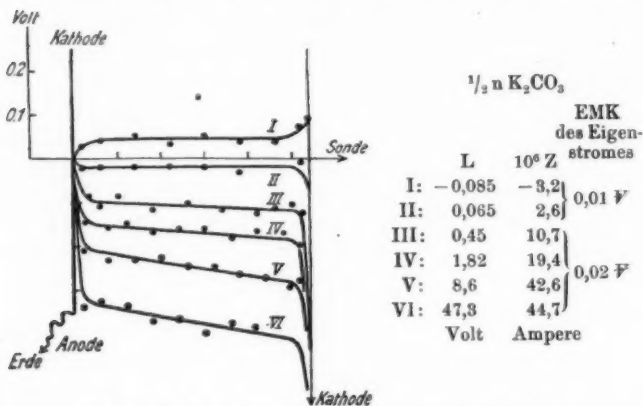
Messungen des Potentialfalles seitens des Verfassers ergaben dasselbe Resultat, das schon Wilckens<sup>3)</sup> erhalten hatte. Nachstehende Fig. 3 gibt die Ergebnisse von Messungen des Verfassers. Zur näheren Untersuchung des Anodenfalles wurde

1) Die Stellung der Elektroden ist in Fig. 1 auf der Abszissenachse eingetragen.

2) Der Diffusionseffekt ist immer vorhanden; ein Strom entsteht jedoch nur, wenn die Elektroden infolge der Temperatureffekte verschiedenes Potential annehmen.

3) E. Wilckens, Diss. Heidelberg 1914.

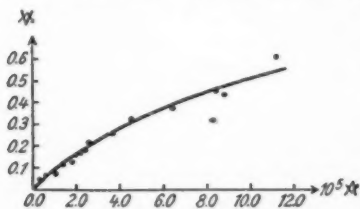
in ca. 3 mm Entfernung vor der (geerdeten) Anode die Sonde festgehalten und dabei die Elektrodenspannung variiert. Fig. 4



Potentialfall bei fast gleich temperierten Elektroden.

Fig. 3.

stellt die beobachtete Potentialdifferenz als Funktion der Stromstärke dar. Auch bei den stärksten Strömen ( $1,12 \cdot 10^{-4}$  Amp.) ist das Gebiet der positiven Ladung vor der Anode noch nicht verschwunden und das Potential vor der Anode besitzt einen größeren Wert wie an der Anode selbst.



Der Anodenfall als Funktion der Stromstärke. Fig. 4.

gemessene Anodenfall lediglich durch die freie positive Ladung an der Anode bedingt ist. Eine anodische Oberflächenionisation<sup>1)</sup> ist ausgeschlossen. Ein Heizen der Anode muß

1) Vgl. E. Marx, Verhandl. d. D. Phys. Ges. 5. S. 447. 1903 und A. Becker, Bericht über Flammenleitung, Jahrb. d. Rad. u. El. 13. S. 165 u. 177. 1916.

diesen scheinbaren Anodenfall völlig beseitigen und hat natürlich einen Stromanstieg zur Folge.

Seit Hittorf<sup>1)</sup> wissen wir, daß die Stromstärke in Salzflammen mit der Temperatur der Kathode variiert. Die Stromspannungskurve ist daher wesentlich durch die mehr oder weniger zufälligen Kathodentemperaturen beeinflusst. Wir haben eine Oberflächenionisation anzunehmen. Vor der Kathode liegt ein starkes Feld auch dann, wenn eine ganz geringe Spannung angelegt wird; daher tritt schon bei den geringsten Spannungen

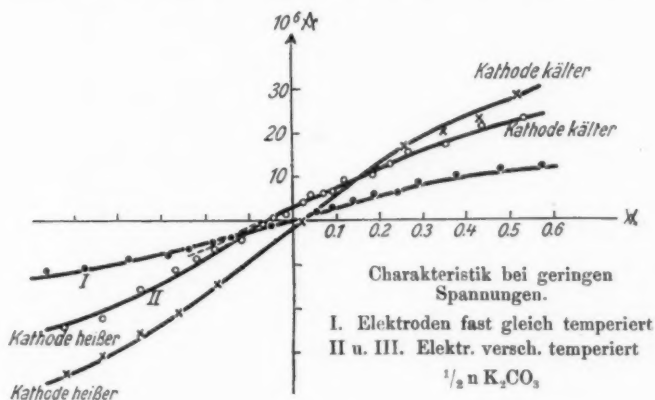


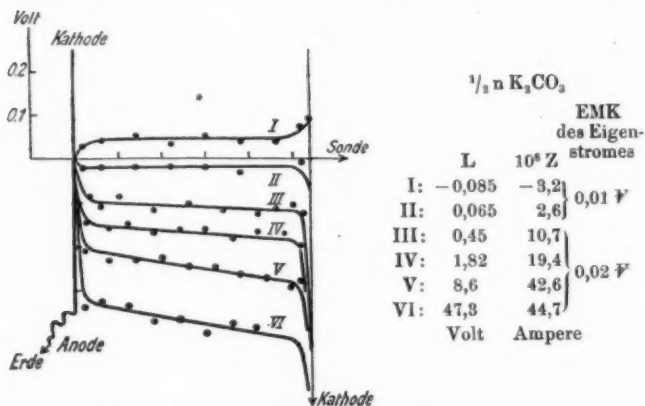
Fig. 5.

die Oberflächenionisation stark in Erscheinung. Der Strom steigt infolgedessen über Erwarten stark an, und erst später in dem Maße, wie diese Ursache zurücktritt, wird die Charakteristik parabolisch.

Fig. 5 gibt den Zusammenhang von Strom und Spannung bei geringen Spannungen. Bei den einzelnen Messungen waren die Elektroden sowohl absolut wie relativ verschieden temperiert. Ihr Abstand wurde unverrückt festgehalten; ihre Temperatur ist lediglich durch ihre wechselnde Stellung in der Flamme bedingt. Ist die Kathode heißer wie die Anode, so ist der Strom bei gleicher wirksamer Spannung größer wie im um-

1) W. Hittorf, Pogg. Ann. 136. S. 225. 1869; Jubelband S. 430. 1874.

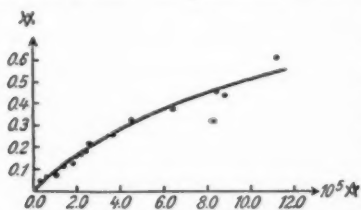
in ca. 3 mm Entfernung vor der (geerdeten) Anode die Sonde festgehalten und dabei die Elektrodenspannung variiert. Fig. 4



Potentialfall bei fast gleich temperierten Elektroden.

Fig. 3.

stellt die beobachtete Potentialdifferenz als Funktion der Stromstärke dar. Auch bei den stärksten Strömen ( $1,12 \cdot 10^{-4}$  Amp.) ist das Gebiet der positiven Ladung vor der Anode noch nicht



Der Anodenfall als Funktion der Stromstärke. Fig. 4.

verschwunden und das Potential vor der Anode besitzt einen größeren Wert wie an der Anode selbst. Die freie positive Ladung vor der Anode wird durch den Einfluß des Stromes herabgesetzt. Daraus erhellt, daß der nach gebräuchlichen Methoden gemessene Anodenfall lediglich durch die freie positive Ladung an der Anode bedingt ist. Eine anodische Oberflächenionisation<sup>1)</sup> ist ausgeschlossen. Ein Heizen der Anode muß

1) Vgl. E. Marx, Verhandl. d. D. Phys. Ges. 5. S. 447. 1903 und A. Becker, Bericht über Flammenleitung, Jahrb. d. Rad. u. El. 13. S. 165 u. 177. 1916.

diesen scheinbaren Anodenfall völlig beseitigen und hat natürlich einen Stromanstieg zur Folge.

Seit Hittorf<sup>1)</sup> wissen wir, daß die Stromstärke in Salzflammen mit der Temperatur der Kathode variiert. Die Stromspannungskurve ist daher wesentlich durch die mehr oder weniger zufälligen Kathodentemperaturen beeinflusst. Wir haben eine Oberflächenionisation anzunehmen. Vor der Kathode liegt ein starkes Feld auch dann, wenn eine ganz geringe Spannung angelegt wird; daher tritt schon bei den geringsten Spannungen

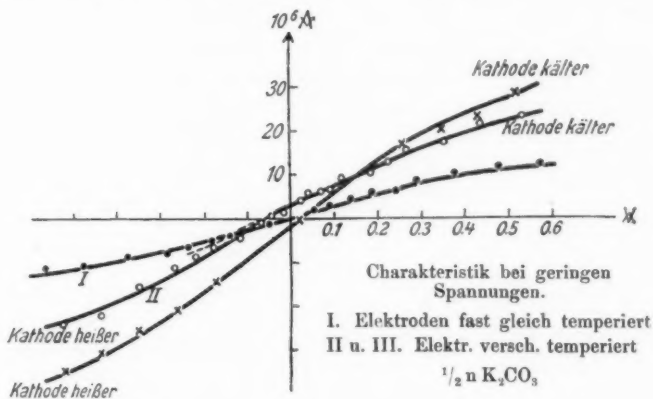


Fig. 5.

die Oberflächenionisation stark in Erscheinung. Der Strom steigt infolgedessen über Erwarten stark an, und erst später in dem Maße, wie diese Ursache zurücktritt, wird die Charakteristik parabolisch.

Fig. 5 gibt den Zusammenhang von Strom und Spannung bei geringen Spannungen. Bei den einzelnen Messungen waren die Elektroden sowohl absolut wie relativ verschieden temperiert. Ihr Abstand wurde unverrückt festgehalten; ihre Temperatur ist lediglich durch ihre wechselnde Stellung in der Flamme bedingt. Ist die Kathode heißer wie die Anode, so ist der Strom bei gleicher wirksamer Spannung größer wie im um-

1) W. Hittorf, Pogg. Ann. 136. S. 225. 1869; Jubelband S. 430. 1874.

gekehrten Falle; die Tangente an die Stromspannungskurve durchsetzt die Abszissenachse unstetig.

Unsere gegenwärtige Kenntnis der Ionisierung wie der Stromleitung in der Flamme ist noch sehr mangelhaft und die bisherigen Versuche müssen mit Zurückhaltung aufgenommen werden.

1. Es bedarf zum Studium der Flammenleitung einer sorgfältigen Berücksichtigung und Kenntnis der Elektrodeneffekte.

2. Für die Erklärung der Eigenströme der Flamme sind die Temperaturunterschiede der Elektroden maßgebend; es ist nicht korrekt, die Eigenströme durch Mittelbildung zu eliminieren. — Die Stromstärke ist wesentlich (auch bei geringen Spannungen) durch die Elektrodeneffekte beeinflusst; das Gefälle im Innern ist ihr proportional. — Es ist nicht statthaft, den Potentialverlauf in der Flamme auf Grund des einfachen Superpositionsprinzips herzuleiten. Der Anodenfall ist nur scheinbar. Das beträchtliche Feld vor der Kathode begünstigt auch bei den geringsten Spannungen das Auftreten einer Oberflächenionisation.

#### B. Theoretische Grundlagen der Flammenleitung; Theorie der unselbständigen Strömung.

Unabhängig von jeder speziellen Hypothese über die Elektronenbefreiung in der Flamme sollen nunmehr die allgemeinen Grundlagen der Theorie der unselbständigen Strömung formuliert werden. Der Ansatz des Feldes, wie wir ihn J. J. Thomson verdanken, bedarf für die Flammenleitung einer Erweiterung; wir haben die Gasbewegung und die an der Oberfläche der Kathode erfolgende Oberflächenionisation zu berücksichtigen. Auf die Quadratur des Feldes gehen wir nicht ein; die Rechnung würde sehr kompliziert ausfallen und die Ergebnisse könnten gegenwärtig bei unserer fragmentarischen Kenntnis der Flammenleitung gar nicht mit dem Experiment verglichen werden. Das Hauptgewicht liegt darauf, eine theoretisch einwandfreie Grundlage für künftige Experimente zu gewinnen.

#### § 3. Ansatz.

##### I. Vorbemerkung.

Die Elektrizitätsleitung in Flammgasen darf im allgemeinen nicht als eindimensionales Problem behandelt werden.



Denn abgesehen von der Krümmung der Kraftlinien, bedingt durch die Begrenzung der Elektroden, bedingt die Aufwärtsbewegung der Flammengase eine Veränderung der Stromlinien. Diese fallen im allgemeinen nicht mit den Kraftlinien zusammen.

Wir unterscheiden zwei Fälle:

1. Horizontale Elektroden: Die Flammengeschwindigkeit hat die Richtung der Feldstärke. In diesem Fall kann das Problem eindimensional behandelt werden.

2. Vertikale Elektroden: Hier muß das Problem als zweidimensionales aufgefaßt werden; und zwar soll die  $x$ -Achse von der Anode zur Kathode führen, die  $y$ -Achse in ihrer Richtung mit der Flammengeschwindigkeit zusammenfallen.

Wir betrachten den stationären Zustand. Die Flammengase mögen sich zwischen zwei planparallelen Elektroden (Abstand  $l$ ) gegebener Potentialdifferenz  $E$  befinden.

Es bezeichnet:

$n_1, n_2$  die Zahl der in der Volumeinheit gleichzeitig vorhandenen positiven bzw. negativen Ladungen und

$K_1, K_2$  deren Wanderungsgeschwindigkeit im Feld 1 Volt/cm.

$\mathcal{E}$  (Komponenten  $X, Y$ ) die Feldstärke;  $\Phi$  das Potential:  $\mathcal{E} = -\text{grad } \Phi$ .

$e$  das Elementarquantum der Ladung.

$v$  ( $v_x, v_y$ ) die Gasgeschwindigkeit. — Aus den Messungen von Becker<sup>1)</sup> hat sich ergeben, daß in der Flamme keine Gebiete wesentlich verschiedener Geschwindigkeiten existieren.  $v$  kann somit wenigstens in dem Gebiet zwischen den Elektroden als konstant angenommen werden. Demgegenüber hat Wilckens<sup>2)</sup> festgestellt, daß die Flammengeschwindigkeit mit Annäherung an die Elektroden stark abnimmt.

$N_i$  die Ionisierungsstärke: die Zahl der pro Zeit- und Volumeinheit entstehenden und

$N_m$  die Molisierungsstärke: die Zahl der pro Zeit- und Volumeinheit verschwindenden Ladungen. —  $N_i$  ist eine zunächst unbekannte Funktion der Metallkonzentration  $n$ .  $n$  hängt dabei (außer von der Wirkungsweise des Zerstäubers) von der Flammengeschwindigkeit und den Flammendimensionen ab. Die Ionisierung  $N_i$  hängt ferner von der Temperatur ab; sie wächst mit steigender Temperatur. Bei konstanter Temperatur darf  $N_i$  als Konstante betrachtet werden. —  $N_m$  wird dem Produkt  $n_1 \cdot n_2$  proportional vorausgesetzt:  $N_m = \alpha n_1 n_2$ ;  $\alpha$  ist der Rekombinationskoeffizient.

$n_{01}, n_{02}$  die durch die Oberflächenionisation an der Anode bzw. Kathode bedingte Volumkonzentration der positiven bzw. negativen Ladungen.

$N_{01}, N_{02}$  die Zahl der infolge der Oberflächenionisation der Anode bzw. Kathode in der Zeiteinheit gebildeten Ladungen.

1) A. Becker, Ann. d. Phys. 24. S. 831. 1907.

2) E. Wilckens, a. a. O. (Anm. 3) S. 5.

Über die Natur der Elektrizitätsträger ist keine Voraussetzung erforderlich.<sup>1)</sup> Wir machen keine spezielle Annahme über den Mechanismus der Ionisierung. Es wird angenommen, daß die Oberflächenionisation in der Erzeugung von Ionen in den Elektroden oder in deren nächster Nachbarschaft besteht.<sup>2)</sup>

## II. Die Strömung im bewegten Gas.

In einem bewegten Gas tritt zu dem Strom, hervorgerufen durch den Potentialgradienten, eine Strömung, veranlaßt durch die Bewegung des Gases. Der Gesamtstrom ist demgemäß durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$(1) \quad c = i + \varrho v = i + (n_1 - n_2) e v; \quad i = (n_1 K_1 + n_2 K_2) e \mathfrak{E}.$$

$i$  gibt den Ohmschen Strom,  $\varrho v$  den hinzutretenden Konvektionsstrom,  $\varrho$  ist die freie Ladung,  $v$  die Gasgeschwindigkeit.

$$(2) \quad \operatorname{div} \mathfrak{E} = 4\pi e(n_1 - n_2), \quad \mathfrak{E} = -\operatorname{grad} \Phi.$$

Es ist das die Poissonsche Gleichung.

Aus Gl. (1) und (2) läßt sich die Ladungsdichte  $n_1$  und  $n_2$  in bekannter Weise berechnen.

Der gesamte Strom ist quellenfrei:

$$(3) \quad \operatorname{div} c = 0; \quad \operatorname{div} i + \frac{v}{4\pi} \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathfrak{E} = 0,$$

$v$  ist konstant angenommen. Bei horizontalen Elektroden sind stets Störungen vorhanden. Im folgenden werden wir uns auf vertikale Elektroden beschränken und  $v$  wie eine Konstante behandeln.

Die Stromdichte  $c$  genügt der Gleichung:

$$(4) \quad J = \int c_n df = \text{Const.}$$

Die Integration wird über eine Äquipotentialfläche erstreckt; gibt  $\int c_n df$  den Anteil im ionisierten Gas, so ist nach dem Gaußschen Satz in bekannter Weise:  $\int c_n df + \text{Const.} = \int \operatorname{div} c dv$ ; da  $\operatorname{div} c = 0$ , folgt  $\int c_n df = J = \text{const.}$ ;  $J$  ist die Stromstärke.

## III. Gleichgewichtsbedingungen.

### a) Im Volumen.

Um zu den allgemeinen Gleichgewichtsbedingungen zu gelangen, trennen wir positiven und negativen Strom. Die Zahl der in einem Volumelement entspringenden positiven oder

1) Wir wollen im folgenden nur eine Art von positiven Trägern annehmen, die sich mit der einheitlichen mittleren Geschwindigkeit  $K_1$  bewegen sollen.

2) Vgl. G. Moreau, Ann. Chim. Phys. (8) 24. S. 289. 1911.

negativen Strömungslinien ist gegeben durch die Differenz der in der gleichen Zeit entstehenden und verschwindenden Ladungen.

$$(5) \quad \begin{cases} \operatorname{div} \mathbf{i}_+ + e \operatorname{div}(n_1 \mathbf{v}) = e(N_i - \alpha n_1 n_2); & \mathbf{i}_+ = n_1 K_1 \mathfrak{E} e, \\ \operatorname{div} \mathbf{i}_- - e \operatorname{div}(n_2 \mathbf{v}) = -e(N_i - \alpha n_1 n_2); & \mathbf{i}_- = n_2 K_2 \mathfrak{E} e. \end{cases}$$

Die Gl. (2) und (5) bestimmen das Feld, sowie die Grenzbedingungen (vgl. unter b) gegeben sind. Es sind dies drei voneinander unabhängige Gleichungen für die drei skalaren unbekannten Größen (Ortsfunktionen)  $\Phi$  ( $\mathfrak{E} = -\operatorname{grad} \Phi$ ),  $n_1$  und  $n_2$ ;  $N_i$ ,  $\alpha$ ,  $e$ ,  $K_1$ ,  $K_2$  und  $\mathbf{v}$  sind gegebene Parameter.  $c$  und  $i$  sind durch Gl. (1) definiert; Gl. (3) und damit (4) folgt aus den Gl. (5).

b) Randbedingungen an den Elektroden; Oberflächenionisation (vertikale Elektroden; horizontale liefern andere Grenzbedingungen).<sup>1)</sup>

Bei reiner Volumionisation liegen die Dinge sehr einfach: an der Anode ist  $n_1 = 0$ , an der Kathode  $n_2 = 0$ ; denn von der Anode her treten keine positiven, von der Kathode her keine negativen Elektrizitätsträger ein. Erfolgt jedoch an der Elektrodenoberfläche eine Ionisation aus irgendwelchen Ursachen, so sind diese Bedingungen abzuändern. Jetzt herrscht an der Anode eine von 0 verschiedene Konzentration der positiven, an der Kathode eine von 0 verschiedene Konzentration der negativen Elektrizitätsträger. Die Grenzbedingungen lauten jetzt an der Anode  $n_1 = n_{01}$ , an der Kathode  $n_2 = n_{02}$ . Im Gegensatz zu reiner Volumwirkung hat der positive Strom an der Anode, der negative an der Kathode einen von 0 verschiedenen Wert. Werden in der Zeiteinheit an der Anode  $N_{01}$  und an der Kathode  $N_{02}$  Ladungen pro Flächeneinheit gebildet, so treten durch eine den Elektroden benachbarte Fläche an der Anode  $N_{01} = n_{01} K_1 X_A$ , an der Kathode  $N_{02} = n_{02} K_2 X_K$  Ladungen;  $X_A$  und  $X_K$  ist die Feldstärke an der Anode bzw. der Kathode. Die Oberflächenionisation ist äquivalent dem Eintritt von Trägern aus den Elektroden heraus.

#### IV. Spezialfälle; Vereinfachungen.

Die Strömungslinien fallen in der Flamme im allgemeinen nicht mit den Kraftlinien zusammen. Der Vektor  $c$  ist außer

1) Auf die Grenzbedingungen im Volum der Flamme (bzw. am Flammenrand) gehen wir nicht ein.

durch den Vektor  $\mathcal{E}$  durch den Vektor  $v$  mitbestimmt, hat also im allgemeinen eine abweichende Richtung. Aus den soeben aufgestellten Formeln folgen in leicht ersichtlicher Weise folgende Sätze, deren Beweis wir übergehen:

I. Gibt es ein Gebiet, in dem  $\text{div } \mathcal{E}$  verschwindet, so kann sich  $n_1 = n_2 = n_0$  nur normal zu den Kraftlinien ändern.

II. Ist  $\mathcal{E}$  der Richtung nach konstant (vertikale Elektroden):  $\mathcal{E} = X$ , so ist  $\text{div } i = 0$ ;  $n_1$  und  $n_2$  sind von  $y$  unabhängig und das Problem ist der eindimensionalen Behandlung zugänglich.<sup>1)</sup>

III. Ist  $\text{div } \mathcal{E} = 0$  und  $\mathcal{E}$  der Richtung nach konstant, so ist  $n_0 = \sqrt{\frac{N_i}{a}}$  und die Flamme hat ein Ohmsches Leitvermögen.<sup>2)</sup> Es ist in diesem Fall

$$i = n_0 e (K_1 + K_2) \mathcal{E}_0; \quad i = \lambda \mathcal{E}_0; \quad \lambda = e (K_1 + K_2) \sqrt{\frac{N_i}{a}}.$$

Der lineare Potentialfall, den die experimentellen Messungen ergeben haben, berechtigt dazu, in der Flamme ein Ohmsches Leitvermögen anzunehmen.

#### § 4. Feldverteilung; Stromspannungskurve; Leitvermögen.

##### V. Feldverteilung.

Wir gehen jetzt dazu über, eingehend die Stromspannungskurve und die Feldverteilung vom theoretischen Standpunkt zu diskutieren.

Im Gebiet zwischen den Elektroden ist ein homogenes Feld vorhanden; die Feldstärke ist konstant und das Gefälle linear. Auch bei Verwendung vertikaler Elektroden, die durch ihre einfachen Randbedingungen vor den horizontalen ausgezeichnet sind und die wir im folgenden stets voraussetzen wollen, erscheint somit die Annahme zulässig,  $\mathcal{E}$  im ganzen Raum zwischen den Elektroden als gleichgerichtet zu betrachten. Wie wir gesehen haben, ist in diesem Fall die Flammengeschwindigkeit ohne Einfluß und das Problem kann wie im ruhenden Gas eindimensional behandelt werden.

Drei Punkte sind es im wesentlichen, die wir nunmehr ins Auge zu fassen haben. 1. Die Flammengase besitzen eine größere

1) Dieser Satz gilt streng für reine Volumionisation; im allgemeinen Falle muß homogene Flächenbelegung der Elektroden (als Wirkung der Oberflächenionisation) vorausgesetzt werden.

2) Dieser Satz gilt, sofern im stromlosen Zustand  $n_0$  als konstant betrachtet werden kann.

Ionisation, als sie von einem Ionisator erreicht wird. 2. Das negative Ion (Elektron) wandert viel schneller als das positive. 3. Die Randbedingung an der Kathode (von einer anodischen Oberflächenionisation sehen wir ab) lautet nicht  $n_2 = 0$ , sondern  $n_2 = n_{02}$ , wobei  $n_{02}$  die Elektronenkonzentration an der Kathode ist.

1. Wir wollen zunächst zusehen, welche Resultate sich bei Berücksichtigung dieser drei Punkte aus den allgemeinen Entwicklungen von Seeliger (a. a. O.) für die spezielle Natur der Flammenleitung gewinnen lassen. Dazu müssen wir mit einigen Worten auf die Fundamentalgleichungen zurückgreifen.

Eindimensional geschrieben lautet der Ansatz<sup>1)</sup>:

$$(I) \quad i = (n_1 K_1 + n_2 K_2) X e = \text{const}, \quad \frac{dX}{dx} = 4\pi e (n_1 - n_2).$$

$$(II) \quad n_1 = \frac{1}{e(K_1 + K_2)} \left[ \frac{i}{X} + \frac{K_2}{4\pi} \frac{dX}{dx} \right], \quad n_2 = \frac{1}{e(K_1 + K_2)} \left[ \frac{i}{X} - \frac{K_1}{4\pi} \frac{dX}{dx} \right].$$

$$(III) \quad \frac{1}{4\pi e} \frac{d}{dx} \left( X \frac{dX}{dx} \right) = \left( \frac{1}{K_1} + \frac{1}{K_2} \right) (N_i - e n_1 n_2).$$

Daraus folgt in bekannter Weise:

$$(IV) \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{K_1 K_2}{8\pi e (K_1 + K_2)} \frac{d^2 X^2}{dx^2} &= N_i - \frac{a}{e^2 (K_1 + K_2)^2} \\ &\left\{ \frac{i^2}{X^2} + \frac{K_2 - K_1}{4\pi} \frac{i}{X} \frac{dX}{dx} - \frac{K_1 K_2}{16\pi^2} \left( \frac{dX}{dx} \right)^2 \right\} \end{aligned} \right.$$

Dazu kommen als Grenzbedingungen:

$$(V) \quad \left\{ \begin{aligned} \text{an der Anode} \quad n_1 &= 0, \quad -\frac{4\pi i}{K_2} = \left( X \frac{dX}{dx} \right), \\ \text{an der Kathode} \quad n_2 &= n_{02}, \quad \frac{4\pi i}{K_1} = \left( X \frac{dX}{dx} \right) \\ &+ \frac{4\pi}{K_1} n_{02} (K_1 + K_2) X e. \end{aligned} \right.$$

Mit Hilfe der letzten Gleichungen

$$-\frac{4\pi i}{K_2} = \left( X \frac{dX}{dx} \right)_A \quad \text{und} \quad \frac{4\pi i}{K_1} = \left( X \frac{dX}{dx} \right)_K$$

kann man also aus dem Potentialfall die Wanderungsgeschwindigkeit der Träger bestimmen (Thomson<sup>2)</sup>, Marx<sup>3)</sup>; Voraussetzung

1) Gl. (II) folgt aus der Gl. (I), die Gl. (I) und (III) sind den Gl. (2) und (5) oben äquivalent.

2) J. J. Thomson, *Conduct. of electr.* 1903 u. 1906.

3) E. Marx, *Ann. d. Phys.* 2. S. 768. 1900.

ist aber, daß die Ionisierung homogen ist und eine Oberflächenionisation nicht stattfindet.

Wir wollen die Gl. (IV), deren Integral die Feldstärke als Ortsfunktion gibt, nach dem Vorgang von Seeliger in zwei Differentialgleichungen erster Ordnung zerspalten; im Interesse späterer Darlegungen führen wir dabei eine etwas andere Konstantenbezeichnung ein: an Stelle des Sättigungsstromes  $J = N_i l e$  wollen wir mit dem Ohmschen Leitvermögen  $\lambda = e(K_1 + K_2) \sqrt{\frac{N_i}{\alpha}}$  operieren, wobei wir die physikalische Bedeutung dieses Ausdruckes — Leitvermögen beim Strome 0 — zunächst dahingestellt sein lassen.

Wir substituieren in Gl. (IV):

$$(1a) \quad X^2 = \bar{z}; \quad 2X \frac{dX}{dx} = \frac{d\bar{z}}{dx} = 2\bar{p}; \quad \frac{d^2 \bar{z}}{dx^2} = 4\bar{p} \frac{d\bar{p}}{d\bar{z}}$$

und danach:

$$(1b) \quad \bar{z} = \frac{i^2}{\lambda^2} z; \quad \bar{p} = 4\pi i p; \quad \lambda = e(K_1 + K_2) \sqrt{\frac{N_i}{\alpha}}.$$

So erhalten wir zwei Differentialgleichungen der ersten Ordnung:

$$(2a) \quad \begin{cases} \frac{8\pi e(K_1 + K_2) K_1 K_2}{\alpha} z p \frac{dp}{dz} = z - 1 - (K_2 - K_1)p + K_1 K_2 p^2, \\ \frac{dx}{dz} = \frac{dz}{p} \frac{i}{8\pi \lambda^2}; \end{cases}$$

dabei ist:

$$(2b) \quad X = \frac{i}{\lambda} \sqrt{z}; \quad p = \frac{1}{4\pi i} X \frac{dX}{dz}.$$

Die Grenzbedingungen sind jetzt:

$$\begin{cases} \text{an der Anode: } n_1 = 0; & -\frac{1}{K_2} = p, \\ \text{an der Kathode: } n_2 = n_{02}; & p = \frac{1}{K_1} \left\{ 1 - n_{02} \sqrt{\frac{\alpha}{N_i}} \sqrt{z} \right\}. \end{cases}$$

2. Während sich die zweite Gleichung sofort integrieren läßt, ist das allgemeine Integral der ersten nicht explizit darstellbar. Als Differentialgleichung erster Ordnung von der Form  $\frac{dz}{dp} = F(pz)$  kann sie jedoch graphisch integriert werden. Fig. 6 gibt den Verlauf der Integralkurven.<sup>1)</sup> Seeliger zeigt

1) Die Kurven der Fig. 6 sind qualitativ. Der allgemeine Charakter der Integralkurven ist in der Flammenleitung derselbe wie in der Gas-ionisation.

eingehend, daß für die unselbständige Strömung nur die Kurven rechts der stark ausgezogenen Grenzkurve, die dem Strom  $i=0$  entspricht, in Betracht kommen. Neben den Integralkurven sind in Fig. 6 die durch die Grenzbedingungen an den Elektroden gegebenen Kurven eingezeichnet worden. Diese geben die Elektrodenpunkte. Während letztere bei reiner Volumionisation auf zwei Geraden liegen, die im Abstand  $-\frac{1}{K_2}$  bzw.  $\frac{1}{K_1}$  parallel der Abszissenachse verlaufen, reihen sie sich bei stattfindender Oberflächenionisation zu Kurven aneinander, die näher der Abszissenachse gelegen sind. Ist z. B.  $n_{02}$  eine

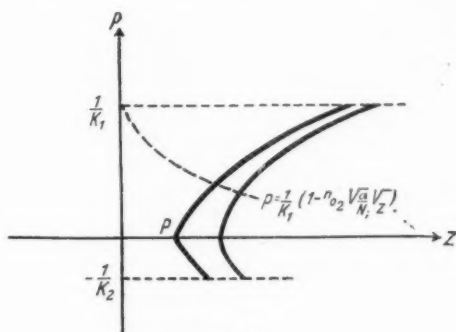


Fig. 6.

Konstante, so liegen die Kathodenpunkte auf der in Fig. 6 gezeichneten Parabel. Diese einfache Darstellung durch eine festbestimmte Kurve ist jedoch nur so lange möglich, als  $n_{02}$  von  $i$  und  $\lambda$  unabhängig ist.

Es läßt sich nun ganz allgemein folgender Satz aussprechen: Sind  $\lambda$ ,  $l$  und  $E$  gegeben, so ist  $i$  bestimmt und wir haben es mit einer völlig bestimmten Integralkurve zu tun. — Der Beweis muß übergangen werden.

3. Im Innern der Flamme ist das Feld homogen. Ist  $X = \text{const}$ , so ist  $p = 0$  und  $z = 1$ . Wir befinden uns im Punkt P (Fig. 6), also auf der linken Grenzkurve. Ein mathematisch lineares Gefälle kann es in der Flamme nicht geben. Solange aber ein praktisch linearer Teil vorhanden ist, verläuft die zugeordnete Integralkurve der Grenzkurve benachbart.

Bei wachsender Leitfähigkeit oder zunehmendem Elektrodenabstand rücken die einer bestimmten Stromstärke zugeordneten Kurven an die linke Grenzkurve heran. Unter Leitfähigkeit verstanden wir dabei den Ausdruck  $\lambda = \sqrt{\frac{N_i}{\alpha}} (K_1 + K_2) e$ . In Flammgasen erreicht sowohl die Ionisierungsstärke  $N_i$  wie die Elektronenbeweglichkeit  $K_2$  beträchtliche Werte. Hieraus erklärt sich die Linearität des Gefälles im Flammeninnern. Mit zunehmender Leitfähigkeit (z. B. in Salzflammen) breitet sich das lineare Gefälle aus. Dieses Verhalten wurde von Wilckens (a. a. O. S. 13) und auch durch Versuche des Verfassers bestätigt.

Fig. 6 läßt sehr anschaulich erkennen, daß die Größe des Kathodenfalles, verglichen mit dem verschwindend kleinen Anodenfall durch das Verhältnis der Wanderungsgeschwindigkeiten der positiven und negativen Elektrizitätsträger bestimmt ist. Die Oberflächenionisation kürzt den Kathodenfall ab, und hierin beschränkt sich ihr Einfluß.

#### VI. Die Stromspannungskurve.

1. Wiewohl die Stromstärke in der Flamme beträchtliche Werte besitzt, können wir doch die für schwache Ströme geltenden Näherungen anwenden. Wir können uns auf die Betrachtung der linken, dem Strome  $O$  zugeordneten Grenzkurve beschränken, wenigstens bei nicht zu hohen Spannungen. Seeliger (a. a. O.) und vor ihm bereits Mie (a. a. O. S. 877) geben für diese Kurve den Zusammenhang von Strom und Spannung durch eine Gleichung der Form:

$$(4a) \quad E = Ail + Bi^2,$$

worin  $A$  und  $B$  Konstanten sind. In der von uns gewählten Bezeichnungsweise können wir noch etwas spezialisierter, wie folgt, schreiben:

$$(4b) \quad E = \frac{il}{\lambda} + \frac{bi^2}{\lambda^3},$$

wobei nur noch  $b$  eine unbekannte Konstante ist.<sup>1)</sup>

1) Diese Darstellung läßt sich direkt aus der Mieschen Formel gewinnen, wenn man beachtet, daß  $R$  (Widerstand des Kondensators) =  $l/\lambda$  und  $J_m$  (Sättigungsstrom) =  $N_i l e$ ,  $N_i = \text{const } \lambda^3$  ist. — Gemäß den obigen Ableitungen gilt diese Formel auch für die Flamme.



Es läßt sich nun auf Grund einer Näherungsbetrachtung folgendes dartun: Denkt man sich die Stromstärke konstant gehalten, so bedingt eine Änderung des Elektrodenabstandes nur eine Zunahme oder Abnahme des linearen Teiles, ändert aber nichts an der Gestalt des Elektrodenfalles. Liegt, wie in Flammgasen, fast der ganze Spannungsabfall an den Elektroden, speziell an der Kathode, so erhält man das paradoxe Resultat, daß der Strom unabhängig ist von der Elektrodenentfernung.

2. Gl. (4) gilt zunächst für reine Volumionisation, sowie für konstante (von  $i$  und  $\lambda$  unabhängige) Oberflächenionisation. H. A. Wilson<sup>1)</sup> hat bei einer Anordnung, wo die Elektrodeneffekte gegen die Volumionisation zurücktraten, die Stromspannungskurve für die reine Flamme empirisch durch die Miesche Formel dargestellt.

In Salzflammen dürfen die Kathodeneffekte nicht vernachlässigt werden. Der Kathodenfall stellt ein beträchtliches Stromhindernis dar; seine Abkürzung hat demzufolge bestimmenden Einfluß auf die Stromstärke. Ist  $n_{02}$  eine Konstante, d. h. also, da  $n_{02} K_2 X = N_{02}$ , daß die Zahl der an der Kathode erzeugten Ionen der Feldstärke proportional ist, so liegt der Kathodenpunkt fest; die Charakteristik hat noch immer parabolische Gestalt. Anders werden die Verhältnisse, wenn  $N_{02}$  konstant ist. In diesem Falle wird der Parameter der in Fig. 6 gezeichneten Parabel mit wachsendem  $z$  kleiner, und also die Abkürzung des Kathodenfalles mit zunehmender Stromstärke geringer. Sein Einfluß nimmt zu, und der Strom steigt langsamer an. — Verfasser neigt der Ansicht zu, daß bei geringen Spannungen die Oberflächenionisation rasch zunimmt, um bald konstant zu werden. Die Stromspannungskurve muß also nach anfänglich raschem Ansteigen im Zuge einer Parabel einen Knick bekommen und langsamer ansteigen, um sich schließlich der Charakteristik bei reiner Volumionisation zu nähern, wie dies die Versuche von Arrhenius (a. a. O.) u. a. ergeben haben.

1) H. A. Wilson, Phil. Mag. (6) 10. S. 476. 1905; auch in seiner Monographie The electrical properties of flames and of incandescent solids, London 1912, referiert S. 62ff.

Bei wachsender Leitfähigkeit oder zunehmendem Elektrodenabstand rücken die einer bestimmten Stromstärke zugeordneten Kurven an die linke Grenzkurve heran. Unter Leitfähigkeit verstanden wir dabei den Ausdruck  $\lambda = \sqrt{\frac{N_i}{\alpha}} (K_1 + K_2) e$ . In Flammgasen erreicht sowohl die Ionisierungsstärke  $N_i$  wie die Elektronenbeweglichkeit  $K_2$  beträchtliche Werte. Hieraus erklärt sich die Linearität des Gefälles im Flammeninnern. Mit zunehmender Leitfähigkeit (z. B. in Salzflammen) breitet sich das lineare Gefälle aus. Dieses Verhalten wurde von Wilckens (a. a. O. S. 13) und auch durch Versuche des Verfassers bestätigt.

Fig. 6 läßt sehr anschaulich erkennen, daß die Größe des Kathodenfalles, verglichen mit dem verschwindend kleinen Anodenfall durch das Verhältnis der Wanderungsgeschwindigkeiten der positiven und negativen Elektrizitätsträger bestimmt ist. Die Oberflächenionisation kürzt den Kathodenfall ab, und hierin beschränkt sich ihr Einfluß.

#### VI. Die Stromspannungskurve.

1. Wiewohl die Stromstärke in der Flamme beträchtliche Werte besitzt, können wir doch die für schwache Ströme geltenden Näherungen anwenden. Wir können uns auf die Betrachtung der linken, dem Strome  $O$  zugeordneten Grenzkurve beschränken, wenigstens bei nicht zu hohen Spannungen. Seeliger (a. a. O.) und vor ihm bereits Mie (a. a. O. S. 877) geben für diese Kurve den Zusammenhang von Strom und Spannung durch eine Gleichung der Form:

$$(4a) \quad E = Ail + Bi^2,$$

worin  $A$  und  $B$  Konstanten sind. In der von uns gewählten Bezeichnungsweise können wir noch etwas spezialisierter, wie folgt, schreiben:

$$(4b) \quad E = \frac{il}{\lambda} + \frac{bi^2}{\lambda^2},$$

wobei nur noch  $b$  eine unbekannte Konstante ist.<sup>1)</sup>

1) Diese Darstellung läßt sich direkt aus der Mieschen Formel gewinnen, wenn man beachtet, daß  $R$  (Widerstand des Kondensators) =  $l/\lambda$  und  $J_m$  (Sättigungstrom) =  $N_i l e$ ,  $N_i = \text{const } \lambda^3$  ist. — Gemäß den obigen Ableitungen gilt diese Formel auch für die Flamme.

Es läßt sich nun auf Grund einer Näherungsbetrachtung folgendes dartun: Denkt man sich die Stromstärke konstant gehalten, so bedingt eine Änderung des Elektrodenabstandes nur eine Zunahme oder Abnahme des linearen Teiles, ändert aber nichts an der Gestalt des Elektrodenfalles. Liegt, wie in Flammgasen, fast der ganze Spannungsabfall an den Elektroden, speziell an der Kathode, so erhält man das paradoxe Resultat, daß der Strom unabhängig ist von der Elektrodenentfernung.

2. Gl. (4) gilt zunächst für reine Volumionisation, sowie für konstante (von  $i$  und  $\lambda$  unabhängige) Oberflächenionisation. H. A. Wilson<sup>1)</sup> hat bei einer Anordnung, wo die Elektrodeneffekte gegen die Volumionisation zurücktraten, die Stromspannungskurve für die reine Flamme empirisch durch die Miesche Formel dargestellt.

In Salzflammen dürfen die Kathodeneffekte nicht vernachlässigt werden. Der Kathodenfall stellt ein beträchtliches Stromhindernis dar; seine Abkürzung hat demzufolge bestimmenden Einfluß auf die Stromstärke. Ist  $n_{02}$  eine Konstante, d. h. also, da  $n_{02} K_2 X = N_{02}$ , daß die Zahl der an der Kathode erzeugten Ionen der Feldstärke proportional ist, so liegt der Kathodenpunkt fest; die Charakteristik hat noch immer parabolische Gestalt. Anders werden die Verhältnisse, wenn  $N_{02}$  konstant ist. In diesem Falle wird der Parameter der in Fig. 6 gezeichneten Parabel mit wachsendem  $z$  kleiner, und also die Abkürzung des Kathodenfalles mit zunehmender Stromstärke geringer. Sein Einfluß nimmt zu, und der Strom steigt langsamer an. — Verfasser neigt der Ansicht zu, daß bei geringen Spannungen die Oberflächenionisation rasch zunimmt, um bald konstant zu werden. Die Stromspannungskurve muß also nach anfänglich raschem Ansteigen im Zuge einer Parabel einen Knick bekommen und langsamer ansteigen, um sich schließlich der Charakteristik bei reiner Volumionisation zu nähern, wie dies die Versuche von Arrhenius (a. a. O.) u. a. ergeben haben.

---

1) H. A. Wilson, Phil. Mag. (6) 10. S. 476. 1905; auch in seiner Monographie The electrical properties of flames and of incandescent solids, London 1912, referiert S. 62ff.

Trifft diese Interpretation der Stromspannungskurve zu, so folgt weiter, wie wir schon oben folgerten, daß bei geringen Spannungen, soweit die Charakteristik mit ihrer Tangente zusammenfällt, von einer Gültigkeit des Ohmschen Integralgesetzes nicht die Rede sein kann.

#### VII. Das Leitvermögen der Flammengase.

Abweichend von Seeliger haben wir an Stelle des Sättigungsstromes das Leitvermögen eingeführt. Darunter verstanden wir den Wert  $\lambda = \sqrt{\frac{N_i}{a}} (K_1 + K_2) e$ . Wenigstens bei Pt-Elektroden sind die Elektrodeneffekte ohne Einfluß auf den linearen Teil. Im linearen Gebiet treten die der Flamme charakteristischen Verhältnisse offen hervor. Der Versuch, hierauf das Studium der Flammenleitung zu gründen, ist wiederholt unternommen worden, so z. B. von Tufts<sup>1)</sup>, der den Kathodenfall durch CaO herabsetzte. Auch die Untersuchungen von Marx<sup>2)</sup> im Magnetfeld sind hier zu nennen. Durch das Studium des linearen Teiles kann vielleicht eine Entscheidung zwischen der Näherwirkungstheorie und der lichtelektrischen Theorie der Elektronenbefreiung herbeigeführt werden. Denn die Abhängigkeit des Leitvermögens von der Konzentration, wie sie aus den beiden Theorien folgt, ist nicht dieselbe. Allein diese Verhältnisse dürfen herangezogen werden zur Erklärung des Quadratwurzengesetzes der negativen Träger.<sup>3)</sup>

#### VIII. Zusammenfassung.

Wir sind am Ende dieser allgemeinen theoretischen Erörterungen. Wir haben erkannt:

1. Bei Verwendung vertikaler Elektroden kann die Elektrizitätsleitung in Flammengasen wie im ruhenden Gas behandelt werden; die Flammenbewegung bleibt ohne Einfluß.
2. Da die Oberflächenionisation nur die Randbedingungen ändert, sind die Vorgänge und Zustände an den Elektroden ohne Einfluß auf das Flammeninnere.

1) F. L. Tufts, Physik. Zeitschr. 5. S. 76 u. S. 158. 1904.

2) E. Marx, Ann. d. Phys. 2. S. 798. 1900; Physik. Zeitschr. 1. S. 374. 1900.

3) Vgl. E. Marx, Handb. d. Rad. IV. S. 730 ff.

3. Die Ströme in der Flamme sind vom Standpunkt der Theorie als schwache Ströme zu bezeichnen.

4. Auch bei geringen Spannungen hat die Oberflächenionisation maßgebenden Einfluß.

5. Eine Basis für die weitere Untersuchung der Flammenvorgänge wird im Studium des linearen Teiles gefunden.

Die gewonnenen Resultate sind unabhängig von einer speziellen Hypothese der Elektronenbefreiung. Original ist der Versuch die Flammenbewegung und die Oberflächenionisation exakt in Ansatz zu bringen.

#### C. Bemerkungen zu der lichtelektrischen Theorie der Alkaliflammen.

##### § 5. Die Grundlagen der lichtelektrischen Theorie.

Die beiden speziellen Theorien der Flammenleitung, die Lenardsche Nähewirkungstheorie und die lichtelektrische Theorie von Marx, behandeln die Stromleitung in der Flamme nach Mittelwertmethoden. Verfasser dieser Arbeit vertritt die von Marx in die Flammenleitung eingeführte lichtelektrische Hypothese der Elektronenbefreiung.

Man kann sich die Frage vorlegen: Wie müßte die lichtelektrische Theorie der Flammenleitung formuliert werden, um den gesicherten Ergebnissen der Theorie der Gasentladung gerecht zu werden?

Wir haben oben für  $\lambda$  folgende Formel abgeleitet:

$$(1) \quad \lambda = \sqrt{\frac{N_i}{a}} (K_1 + K_2) e.$$

Da  $K_2$  viel größer ist als  $K_1$ , als Elektronenbeweglichkeit aber von der Metallkonzentration unabhängig angenommen werden kann, folgt aus dem Arrheniusschen Quadratwurzelgesetz, vorausgesetzt, daß die Arrheniusschen Versuche<sup>1)</sup> auf Volumionisation zu beziehen sind, daß die Ionisierungsstärke  $N_i$  der Metallkonzentration proportional ist.

Die Versuche von Arrhenius wie die von Smithells-Wilson-Dawson deuten darauf hin, daß die Leitfähigkeit in gleicher Weise wie von der Konzentration des Metalles auch

1) Sv. Arrhenius, a. a. O. (Anm. 1) S. 3.

von dessen Atomgewicht abhängt.<sup>1)</sup> — Die Messungen des Rotationskoeffizienten des Halleffektes<sup>2)</sup>, bei denen die Oberflächenionisation nicht beteiligt war, sprechen für diese Abhängigkeit. Erst die direkte Bestimmung des Leitvermögens im linearen Teil als Funktion der Konzentration und des Atomgewichtes des eingebrachten Metalles würde hier Klarheit schaffen können.

Wir wollen die Ionisierungsstärke im Volum der Flamme sowohl dem Atomgewicht des zerstäubten Metalles als auch der Konzentration proportional annehmen.

$p$  sei die Zahl der in einem Atom abspaltbaren Elektronen —  $p$  ist also dem Atomgewicht proportional — und  $n$  die Metallkonzentration;  $np$  ist die Gesamtzahl der abspaltbaren Elektronen.  $n_1$  und  $n_2$  seien die Konzentrationen der positiven und negativen Ladungen,  $\alpha$  der Rekombinationskoeffizient; im linearen Teil ist  $n_1 = n_2 = n_0$ . —  $\beta$  sei der Bruchteil der gleichzeitig vorhandenen Ladungen (Elektronen):

$$(2) \quad n_0 = \beta \cdot np.$$

Nimmt man an, daß die Zahl der sekundlich gebildeten Ladungen proportional der Zahl der nicht abgespaltenen Ladungen ist, so beträgt die Ionisierungsstärke  $N_i$  im stationären Zustand:

$$(3) \quad N_i = q np (1 - \beta);$$

$q$  ist dabei wesentlich durch die Temperatur bestimmt, aber auch vom Säureradikal beeinflusst. Wir können  $q$  in zwei Faktoren zerlegen:  $q = \chi \psi$ ;  $\chi$  ist eine chemische Konstante:  $n\chi$  gibt die Zahl der aktiven Atome, d. h. der Metallatome, die Elektronen abgeben können;  $\psi$  ist eine Strahlungskonstante und Funktion der absoluten Temperatur.

Die Molisierungsstärke beträgt:

$$(4) \quad N_m = \alpha n_1 n_2 = \alpha n_0^2.$$

1) Smithells-Wilson-Dawson, Phil. Trans. 193. S. 89. 1900. Vgl. Handb. d. Rad. IV. S. 618 u. S. 625f. — Das gilt speziell für die Alkalimetalle K, Rb und Cs; Li und Na stimmen schlecht damit überein. Aber wir wissen nicht, wie und in welcher Weise die Oberflächenionisation, die wir als Funktion der Stromdichte und des Leitvermögens betrachten können, dabei beteiligt ist. Arrhenius folgerte aus seinen Versuchen bei 0,1 Volt Proportionalität des Stromes mit dem Atomgewicht.

2) E. Marx a. a. O. (Anm. 2) S. 18.

Im stationären Zustande ist die Ionisierungsstärke gleich der Molisierungsstärke:  $N_i = N_m$ ; d. h.:

$$(5) \quad q n p (1 - \beta) = \alpha n_0^2.$$

Daraus folgt die Ladungszahl  $\beta$ , wenn  $q/\alpha$  gegenüber  $n p$  vernachlässigt werden kann:

$$(6) \quad \beta = \sqrt{\frac{q}{\alpha n p}}.$$

Bei kleinem  $\beta$  (kleinem  $q/\alpha$  gegenüber  $n p$ ) beträgt somit die Ladungsdichte:

$$(7) \quad n_0 = \sqrt{\frac{q n p}{\alpha}}.$$

Die Ladungsdichte ist also proportional der Quadratwurzel aus der Konzentration und dem Atomgewicht.  $\alpha = 4\pi b e (K_1 + K_2) \sim 4\pi b e K_2$  (Langevin) —  $b$  ist der Bruchteil der wirklich statthabenden Rekombinationen zu den maximal möglichen — darf als vom Atomgewicht unabhängig angenommen werden, da ja  $K_2$ , die Elektronenbeweglichkeit, davon unabhängig ist. Die mittlere Ladung  $q$ , die ein Metallatom trägt, ist proportional der Wurzel aus dem Atomgewicht.

Die Dauer des wanderungsfähigen Zustandes eines Elektrons (bzw. einer positiven Ladung, aber nicht eines positiven Trägers) beträgt:

$$(8) \quad \Delta_w = \frac{1}{\alpha n_0} = \frac{1}{\sqrt{\alpha q n p}};$$

die Dauer des neutralisierten Zustandes hingegen:

$$(9) \quad \Delta_n = \frac{1}{q}.$$

$\beta = \frac{\Delta_w}{\Delta_n}$  gibt nicht nur den Bruchteil der freien Elektronen, sondern auch den Bruchteil der Zeit, während der sich ein Elektron im wanderungsfähigen Zustand befindet. Während die Dauer des neutralisierten von der Zahl der Atome und vom Atomgewicht (bei kleinem  $\beta$ ) unabhängig ist, nimmt die Dauer des wanderungsfähigen Zustandes mit steigendem Atomgewicht und steigender Konzentration ab.

Bei Bestimmung der Wanderungsgeschwindigkeit nach Auftriebsmethoden muß der Ladungswechsel beachtet werden.

Gemäß Gl. (1) und (7) beträgt das Leitvermögen der Flamme (im linearen Gebiet):

$$(10) \quad \lambda = \sqrt{\frac{n p \varphi}{\alpha}} e (K_1 + K_2).$$

Ist  $\mathcal{E}$  die Feldstärke, so folgt für die Stromdichte  $i$  (in dem Teile der Flamme, wo das Feld quellenfrei ist):

$$(11) \quad i = \sqrt{\frac{n p \varphi}{\alpha}} e (K_1 + K_2) \mathcal{E}.$$

Bei reiner Volumionisation ist also, sofern das Ohmsche Integralgesetz gilt, der Strom proportional sowohl der Wurzel aus dem Atomgewicht wie aus der Konzentration.<sup>1)</sup> Die Untersuchung des Ohmschen Leitvermögens im linearen Teil kann vielleicht Klarheit darüber verschaffen, ob und inwieweit der hier gemachte Ansatz zutrifft. Während nach der Lenard'schen Nähwirkungstheorie das Leitvermögen im allgemeinen Falle eine verwickelte Funktion der Konzentration ist, bei reiner Volumionisation aber der Konzentration direkt proportional sein würde, folgt hier Zunahme mit der Wurzel aus der Konzentration.

Diese wenigen Andeutungen mögen genügen.

Eine Zusammenfassung der Ergebnisse der vorliegenden Arbeit befindet sich am Schlusse der einzelnen Teile, S. 140, S. 150 f.

Zittau, den 27. Juni 1921.

---

1) Vgl. E. Marx, Handb. d. Rad. IV. S. 733.

(Eingegangen 10. August 1921.)



### 5. Magnetisierung durch Rotation.

*Bemerkung zur Antikritik von Karl F. Herzfeld<sup>1)</sup>;  
von Richard Gans.*

Hr. Herzfeld hat meine Kritik<sup>2)</sup> bezüglich der Deutung der Barnettschen Versuche einer Antikritik unterzogen, die ich als berechtigt anerkenne. Ich würde auf die Frage nicht wieder zurückkommen, wenn nicht aus der Theorie noch ein feiner Unterschied folgen würde, der vielleicht Beachtung verdient.

In der von mir gewählten Bezeichnungsweise ist das Drehmoment, falls gleichzeitig ein Magnetfeld und die durch die Rotation des Zylinders erzeugten magnetischen Kräfte wirken,

$$(1) \quad \frac{d' \mathfrak{N}}{dt} = - \left[ \frac{2m}{e} g + \mathfrak{H} + N \mathfrak{M}, m \right].$$

Ist nun der Zylinder nicht unendlich lang, so entsteht ein entmagnetisierendes Feld, so daß

$$(2) \quad \mathfrak{H} = \mathfrak{H}_0 - P \mathfrak{M},$$

wo  $P$  der Entmagnetisierungsfaktor des Zylinders,  $\mathfrak{H}_0$  das von der Spule erzeugte Feld ist, wenn kein Eisen sich im Innern befinden würde, d. h.  $\mathfrak{H}_0 = 4\pi z i$  ( $z$  Anzahl Windungen je Längeneinheit,  $i$  Stromstärke).

Aus (1) und (2) folgt

$$(3) \quad \frac{d' \mathfrak{N}}{dt} = - \left[ \frac{2m}{e} g + \mathfrak{H}_0 + (N - P) \mathfrak{M}, m \right].$$

Nun vergleicht man experimentell nicht etwa die Fälle

$g = 0; \mathfrak{H} \neq 0$  mit  $g \neq 0, \mathfrak{H} = 0$ ,  
sondern

$g = 0; \mathfrak{H}_0 \neq 0$  mit  $g \neq 0; \mathfrak{H}_0 = 0$ .

1) K. F. Herzfeld, Ann. d. Phys. **65**. S. 735. 1921.

2) R. Gans, Ann. d. Phys. **65**. S. 124. 1921.

Daraus folgt, daß nicht etwa  $\mathfrak{H} = \frac{2m}{e} g$  das der Rotation äquivalente Feld ist, sondern daß dasselbe

$$(4) \quad \mathfrak{H}_0 = \frac{2m}{e} g$$

ist. Es kommt also nicht auf das wirklich im Eisen vorhandene Feld, sondern auf das von der Spule erzeugte äußere Feld an. Der Grund ist, daß nicht nur bei Magnetisierung durch Strom, sondern auch durch Rotation eine Entmagnetisierung auftritt.

La Plata, 5. August 1921,  
Instituto de Física.

(Eingegangen 28. September 1921.)

